

ĐURIĆ G. ZORAN

DOKTORSKA DISERTACIJA

W: 44357135

nu
A1
500-
0

Form C. Form

STRAJ KRAJINSKE INFORMACIJE NA UPOLAZNE

KOLIJNOVOSTIJE NASTAV

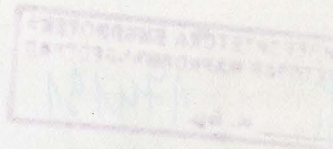
Obrazac informacije

Informacioni sistem u Beogradu

BEGRAD

1971

PA 6284



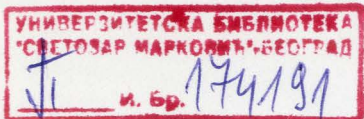
Djurić G. Zoran

UTICAJ MEHANIČKE DEFORMACIJE NA BIPOLARNE
POLUPROVODNIČKE NAPRAVE

Doktorska disertacija

Elektrotehnički fakultet u Beogradu

BEOGRAD
1971



1810



Ovaj rad uradjen je u Odeljenju za mikroelektronsku tehnologiju Instituta za hemiju tehnologiju i metalurgiju u Beogradu.

Imam prijatnu dužnost da se zahvalim prof. dr. inž. Dimitriju Tjapkinu ne samo na dragocenoj pomoći u toku izrade ove teze, već i na permanentnom praćenju i usmeravanju mog celokupnog istraživačkog rada.

Zahvaljujem se prof. dr. inž. Branku Rakoviću na veoma korisnim sugestijama vezanim za samo dovršenje ovog rada.

Posebnu zahvalnost dugujem kolegama iz Odeljenja za mikroelektronsku tehnologiju za pomoć u eksperimentalnom radu i teorijske diskusije koje su se odnosile na problematiku ovog rada.

Najzad, zahvaljujem se na materijalnoj pomoći, koju su mi pružili Institut HTM i Republička zajednica za naučni rad.

Beograd, Decembra 1971

Djurić G. Zoran

SADRŽAJ

	Str.
UVOD	1
1. UTICAJ DEFORMACIJE NA ENERGETSKU ZONALNU STRUKTURU GERMANIJUMA I SILICIJUMA	5
1.1. Energetska zonalna struktura germanijuma i silicijuma..	5
1.2. Homogena deformacija	8
1.2.1. Provodna zona kod silicijuma	10
1.2.2. Provodna zona kod germanijuma	12
1.2.3. Valentna zona kod silicijuma i germanijuma	12
1.2.4. Konstante deformacionog potencijala	16
1.3. Nehomogena deformacija	21
1.3.1. Rezime	30
2. JEDNAČINA KONTINUITETA U SLUČAJU KADA JE POLU- PROVODNIK PODVRGNET NEHOMOGENOJ DEFORMACIJI	32
2.1. Opšti slučaj	32
2.2. Zavisnost generaciono-rekombinacione brzine i vremena života manjinskih nosioca od deformacije	33
2.3. Uticaj deformacije na pokretljivost manjinskih nosioca naelektrisanja	40
2.4. Opšte rešenje jednačine kontinuiteta za jednoosnu neho- mogenu deformaciju. Injektovana struja elektrona	42
2.4.1. Opšta razmatranja	42
2.4.2. Injektovana struja elektrona	46
2.4.3. Rezime	50
3. UTICAJ DEFORMACIJE NA NEKE KARAKTERISTIKE POLUPROVODNIČKIH ELEMENATA	52
3.1. Vrste deformacije	52

	Str.
3.1.1. Naponi izazvani spoljašnjim delovanjem	52
3.1.2. Indukovanje mehaničkih napona u toku tehnoloških procesa	53
A. Mehanizam uvođenja napona difuzijom primesa ...	54
B. Mehanizam uvođenja mehaničkih napona termičkom oksidacijom	58
3.2. Uticaj lokalizovane deformacije na pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom	60
3.2.1. Postavljanje problema	63
3.2.2. Idealna struja diode	68
3.2.3. Generaciono-rekombinaciona struja	74
3.2.4. Pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom h_{FE}	
3.2.5. Uticaj lokalizovane deformacije na probojni napon kolektor-emiter BV_{CEO}	77
3.2.6. Eksperimentalni rezultati i poredjenje sa teorijom..	78
A. Aparatura	
B. Način dobijanja i osnovne karakteristike merenih uzoraka	80
C. Rezultati merenja i poredjenje sa teorijom	82
3.2.7. Diskusija rezultata	90
3.3. Uticaj Prussin-ovog efekta na neke parametre poluprovodničkih elemenata	91
3.3.1. Modifikacija diodne jednačine pri visokim dopiranjima emitorske i bazne oblasti (idealna struja)	91
3.3.2. Modifikacija "idealnog" pojačanja tranzistora usled prussin-ovog efekta	95
3.4. Predlog objašnjenja mehanizma difuzije primesa u deformisanom poluprovodniku (anomalna difuzija)	102

	Str.
3.4.1. Neke eksperimentalne činjenice	102
3.4.2. Teorija	105
3.4.3. Rezime	110
ZAKLJUČAK	112
LITERATURA	116

U V O D

Rad je posvećen proučavanju elektronskih karakteristika germanijuma i silicijuma i bipolarnih poluprovodničkih naprava* podvrgnutih elastičnoj mehaničkoj deformaciji.

Istorijski posmatrano, prvi rad posvećen ovoj problematici objavili su 1951. godine Hall, Bardeen i Pearson⁹⁵, a odnosio se na istraživanje uticaja hidrostatičkog pritiska na karakteristike germanijumskih p-n spojeva. Danas možemo konstatovati, da pojava pomenutog rada nije izazvala neko veće interesovanje za ovu problematiku. Trebalo je da prodje više od 10 godina da Rindner³⁹ i Sikorski sa saradnicima⁹⁴ otkriju da se izvesni parametri bipolarnih poluprovodničkih naprava menjaju za nekoliko redova veličine, kada se u njima ostvari anizotropna mehanička deformacija. Ovo otkriće dovelo je do niza eksperimentalnih i teorijskih radova koji su pokušavali da objasne mehanizam navedenog efekta, ili su razmatrali mogućnost njegove praktične primene.

Za objašnjenje mehanizma ovog efekta bila su predložena tri modela⁵⁴: prvi model, koji je predložio Rindner⁴⁹, sastojao se u pretpostavci da mehanička deformacija reverzibilno indukuje aktivne rekonbinacione centre u zabranjenoj zoni; drugi model, koga su predložili Wortman, Hauser i Burger⁵¹, koristi poznatu teoriju deformacionog potencijala i najzad, treći model Imai-a, Ushid-e⁹² i Matukure i Miure⁹³ pretpostavlja da se pod uticajem deformacije menja vreme života manjinskih nosilaca bez promene broja aktivnih generaciono-rekonbinacionih centara. Medjutim, sasvim nedavno

* tj. onih naprava kod kojih se transport naelektrisanja (struja) obezbeđuje kretanjem obe vrste nosilaca naelektrisanja.

Wortman i Monteith⁵⁴ su pokazali da je jedini model kvalitativno saglasan sa svim eksperimentalnim rezultatima, model deformacionog potencijala koga su predložili već pomenuti autori Wotrman, Hauser i Burger.

Mada je pri eksperimentalnom istraživanju ovih efekata najčešće primenjivana nehomogena deformacija, skoro svi radovi (izuzev delimično radovi K. Bulthuis-a⁵⁵⁻⁵⁷) ovaj problem razmatraju pod pretpostavkom da je primenjena deformacija homogena. Sa druge strane, u našem radu¹⁹ pokazano je da je za kvantitativno slaganje eksperimentalnih rezultata sa teorijom neophodno uzeti u obzir i efekte koji su posledica nehomogenosti deformacije.

Cilj prve dve glave ovog rada bio je da formuliše opštu teoriju pomoću koje bi se mogli razmatrati fenomeni prenosa naelektrisanja kod poluprovodnika i problemi injekcije manjinskih nosilaca kod bipolarnih poluprovodničkih naprava, podvrgnutih deformaciji koja je nastala spoljašnjom primenom sile ili je posledica mehaničkih napona uvedenih u toku tehnoloških procesa njihovog dobijanja. Pri formulaciji ove teorije korišćen je model deformacionog potencijala i Kroemer-ov dokaz¹⁸ egzistencije kvazielektričnih sila u nehomogenim poluprovodnicima.

Tako razvijena teorija primenjena je u trećoj glavi, na proučavanje uticaja nehomogene deformacije na statičke karakteristike bipolarnih poluprovodničkih naprava. Posebna pažnja posvećena je smanjenju pojačanja tranzistora, pod uticajem lokalizovane, spolja primenjene deformacije i deformacije nastale pri difuziji visokih koncentracija primesa u emiter.

Pri razmatranju problema smanjenja pojačanja pod uticajem lokalizovane deformacije, bilo je potrebno da se pored teorije razvijene u prve dve glave razmotri i uticaj efekta "visoke injekcije"¹⁹ u deformisanoj oblasti. Ovi uslovi nastaju pri dovoljno velikim kompresionim deformacijama, pošto su injektovane struje manjinskih nosilaca, eksponencijalno povezane sa mehaničkim naponima u toj oblasti¹⁹. Ovde dato razmatranje, pretstavlja proširenje našeg ranije objavljenog rada¹⁹, s tim što su pored naših eksperimentalnih rezultata za silicijumske tranzistore uključeni i novi eksperimentalni

rezultati Sirkina i Feokistove ⁶² koji pokazuju da se navedena teorija može sasvim dobro primeniti i na germanijumske i na silicijumske tranzistore. Osim toga ovde je data teorija i eksperimentalni rezultati otkrivenog efekta povećanja probojnog napona kolektor-emiter ⁶⁹ usled primene lokalizovane deformacije na emiter planarnog tranzistora.

Praktičan značaj proučavanja uticaja lokalizovane deformacije na pojačanje tranzistora sa uzemljenim emitorom povezan je sa činjenicom da je ovaj efekat najčešće korišćen pri konstrukciji pretvarača pritiska poznatih pod nazivom "Pitran", poluprovodničkih mikrofona ⁷³ itd.

Proučavanje uticaja mehaničkih napona nastalih u toku tehnoloških procesa izrade bipolarnih poluprovodničkih naprava na njihove karakteristike, inspirisano je ranije eksperimentalno ustanovljenom činjenicom da se pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom smanjuje pri povećanju koncentracije primesa kojima se doppinguju emiter i baza ⁷⁷. Ovaj efekat, kao i efekti anomalne difuzije bora i fosfora i silicijum predstavljaju ograničenje daljeg razvoja visokofrekventnih silicijumskih tranzistora, jer se pri njihovoj fabrikaciji, radi postizanja visokih graničnih frekvencija koriste visoke koncentracije primesa. Mada se razmatranje ovog efekta komplikuje činjenicom da je pri analizi potrebno koristiti nedovoljno razvijenu teoriju p-n spojeva, formiranih od degenerisanih poluprovodnika, i uračunati efekat politropije primesa ^{*}, mi smo pokazali da se pomoću teorije razvijene u prve dve glave ovog rada, mogu kvalitativno, a u nekim slučajevima i kvantitativno objasniti navedeni efekti. Kraj treće glave posvećen je teoriji anomalnih ili kooperativnih efekata difuzije. Mi smatramo, da je teorija data u prvom delu ovog rada ovde našla jednu od najpotpunijih primena.

* Pojam "politropija primesa" odnosi se na eksperimentalno ustanovljenu pojavu da pri visokim koncentracijama primesa broj većinskih nosilaca naelektrisanja nije jednak broju ugrađenih primesnih atoma.

U zaključku ovog uvoda, želimo da kažemo, da nam se čini da će osnovne ideje ovog rada naći široku i značajnu primenu upravo u oblasti kojoj pripadaju problemi uticaja mehaničke deformacije nastale u toku fabricacije poluprovodničkih naprava (oksidacija, difuzija, kontaktiranje, itd.) na njihove električne karakteristike.

1. UTICAJ DEFORMACIJE NA ENERGETSKU ZONALNU STRUKTURU GERMANIJUMA I SILICIJUMA

1.1. Energetska zonalna struktura germanijuma i silicijuma

Poluprovodnici germanijum i silicijum pripadaju višedolinskom tipu poluprovodnika¹. Naziv su dobili zbog činjenice da se kod njih dna provodne zone nalaze u više ekvivalentnih tačaka u k -prostoru.

Germanijum, na primer, ima osam minimuma u provodnoj zoni koji leže duž $/111/$ pravaca i locirani su u tački $k = \pi a^{-1} (111)$ (tačka L_1)²⁻⁵, gde je a - konstanta rešetke. Ekvienerske površine u okolini ovih minimuma su rotacioni elipsoidi sa osom rotacije duž $\Delta (/111/)$ pravaca (videti Sl.1.).

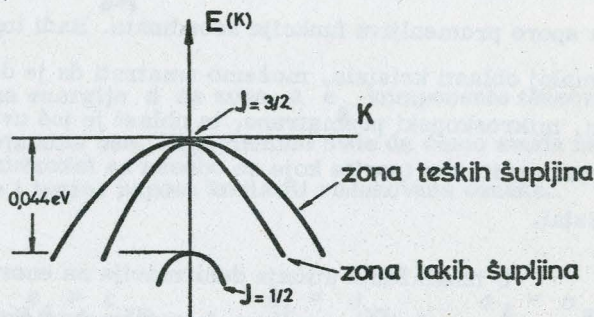
Kod silicijuma postoji šest ekvivalentnih minimuma²⁻⁵ u provodnoj zoni i oni se nalaze na ekvivalentnim Δ osama $(/100/)$, a centar im nije kao kod germanijuma na granici Brillouin-ove zone, već se nalazi u tački $k = 1,7 \pi a^{-1} (100)$, ili na oko 85% rastojanja od tačke $\Gamma (k = (000))$ do tačke $X_1 (k = 2 \pi a^{-1} (100))$.

Na sl. 1. i 2. prikazane su zonalne strukture germanijuma i silicijuma za pravce $/111/$ i $/100/$ skupa sa uobičajenim oznakama energetskih grana (zona), koje pokazuju po kojoj se ireducibilnoj reprezentaciji grupe talasnog vektora k , transformišu talasne funkcije elektrona koje odgovaraju tim zonama².

Maksimum valentne zone (konvencionalno se uzima kao nulti energetski nivo) i za germanijum i za silicijum nalazi se u tački $k = (000)$.

Energetski nivo Γ_{25^-} je, sa uračunavanjem spina šest puta degenerisan. Međutim, usled postojanja spin-orbitne interakcije ovaj nivo se cepa na jedan koji je četverostruko degenerisan i drugi koji je dvostruko degenerisan. Četverostruko degenerisan Γ_{25^-} nivo ima momentni kvantni broj $j = 3/2$, dok dvostruko degenerisanom nivou odgovara $j = 1/2$. Energetski razmak između ova dva nivoa je 0,29 eV za germanijum i 0,044 eV za silicijum.

Eksperimenti elektronsko spinske rezonancije pokazuju da se nivo Γ_{25^-} ($j = 3/2$) za $k \neq (000)$ usled spin-orbitne interakcije cepa na dve zone čije se efektivne mase razlikuju za faktor dva⁵. Zbog toga je gornja zona, kojoj odgovara veća efektivna masa nazvana zonom "teških šupljina", dok se donja zona sa manjom efektivnom masom označava kao zona "lakih šupljina". Na Sl. 3. šematski je prikazana upravo ova situacija za silicijum.



Sl. 3. Šematski prikaz detaljnog izgleda valentne zone kod silicijuma blizu $k = 0$ ⁵.

Γ_{25^-} nivo sa $j = 1/2$, pošto se odvojio od Γ_{25^-} ($j = 3/2$) nivoa zbog spin-orbitne interakcije, dobio je naziv "otcepljeni" nivo ili otcepljena zona.



Kada se razmatraju kinetički procesi i germanijum i silicijum se karakterišu sa dve efektivne mase elektrona: longitudinalnom i transversalnom, i sa tri efektivne mase šupljina koje odgovaraju zonama prikazanim na Sl. 3.

1.2. Homogena deformacija

Mada nas prevashodno interesuju promene u zonalnoj strukturi poluprovodnika, kada se on podvrgne nehomogenoj deformaciji (tenzor deformacije ϵ_{ij} zavisi od koordinate r), prvo ćemo dati pregled rezultata koji se odnose na uticaj homogene deformacije na energetske spektar nosilaca elektrisanja iz sledećeg razloga.

Deformacija kristalne rešetke je u skoro svim praktičnim slučajevima sporo promenljiva funkcija koordinate. Radi toga, u jednoj makroskopski maloj oblasti kristala, možemo smatrati da je deformacija homogena. Medjutim, mikroskopski posmatrano, ta oblast je još uvek dovoljno velika, da se mogu primeniti sve teorije koje se odnose na takozvani "idealni" ili beskonačni kristal.

U iznalaženju uticaja deformacija na energetske nivoe provodne i valentne zone postoje dva prilaza: kvantnomehanički i fenomenološki.

Kod kvantnomehaničkog prilaza, za određivanje uticaja deformacije na energetske spektar nosilaca, uglavnom se koristi modifikovani kp perturbacioni metod^{6,7}. Modifikacija uobičajenog kp perturbacionog metoda sastoji se u sledećem: U običnoj teoriji perturbacija talasnu funkciju perturbovanog sistema razvijamo po neperturbovanim talasnim funkcijama koje zadovoljavaju iste granične uslove kao i perturbovane talasne funkcije⁶. U datom slučaju ulogu graničnih uslova igra uslov periodičnosti kristalne rešetke, pa zbog toga i perturbovana i neperturbovana talasna funkcija treba da budu periodične sa istom periodom. Radi toga, pre primene kp perturbacionog metoda, vrši se transformacija koordinata koja dovodi do poklapanja deformisanu

i nedeformisanu elementarnu ćeliju. U tako modifikovanom sistemu, članovi koji su proporcionalni k i tenzoru deformacije predstavljaju perturbaciju. Dalji postupak, sastoji se u određivanju broja nezavisnih konstanti (matičnih elemenata), pomoću primene teorije grupa, koje definišu na koji način dolazi do promene energetskog spektra u funkciji tenzora deformacije i talasnog vektora.

Ove konstante nazivaju se konstantama deformacionog potencijala i u literaturu ih je prvo uveo W. Shockley⁵, a Shockley-evu teoriju generalisali su Herring i Vogt⁵. Oni su koeficijente deformacionog potencijala definisali preko fenomenološke relacije

$$\Delta E = \sum_{s=1}^6 (\Xi_s e_s) \quad (1.1)$$

gde je ΔE promena energije d na zone, a e_s komponente tenzora deformacije u odnosu na kristalne ose. Napomenimo ovde da ćemo svuda nadalje, za tenzor deformacije i tenzor napona koristiti redukovane oznake.

$$e_1 = \epsilon_{xx} \quad e_4 = \epsilon_{xy} \quad \sigma_1 = \sigma_{xx} \quad \sigma_4 = \sigma_{xy}$$

$$e_2 = \epsilon_{yy} \quad e_5 = \epsilon_{xz} \quad \sigma_2 = \sigma_{yy} \quad \sigma_5 = \sigma_{xz}$$

$$e_3 = \epsilon_{zz} \quad e_6 = \epsilon_{yz} \quad \sigma_3 = \sigma_{zz} \quad \sigma_6 = \sigma_{yz}$$

Medjutim, pokazalo se, da fenomenološka relacija (1.1) potpuno primenljiva samo za provodnu zonu kod germanijuma⁵.

1.2.1. Provodna zona kod silicijuma

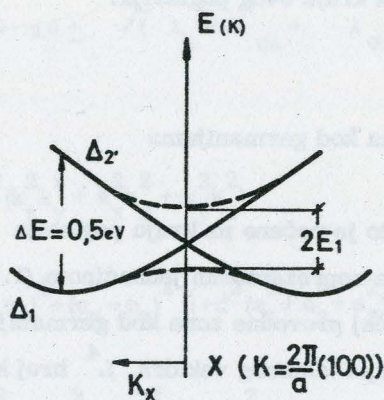
Kao što je ispred rečeno za proučavanje uticaja deformacije na provodne minimume kod silicijuma ne može se koristiti fenomenološki prilaz Herringa i Vogt-a. Ovo uglavnom zbog toga što minimumi nisu locirani u tačkama visoke simetrije i što između Δ_1 i Δ_2 , zone pod uticajem deformacije dolazi do značajne interakcije koja dovodi do pomaranja centra provodnog elipsoida. Hensel i Hasegawa^{7,8} su primenjujući modifikovani kp perturbacioni metod na energetske zone u okolini tačke X_1 dobili jedan aproksimativni Hamiltonijan u funkciji talasnog vektora i tenzora deformacije koji za /100/ pravac ima oblik:

$$H = \left| \begin{array}{cc} \hbar v k_x + \frac{\hbar^2}{2m} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_y^2 + k_z^2) & \Xi_u e_4 + N k_y k_z \\ + \Xi_d e + \Xi_u e_1 & \\ \Xi_u e_4 + N k_y k_z & -\hbar v k_x + \frac{\hbar^2}{2m} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_y^2 + k_z^2) \\ + \Xi_d e + \Xi_u e_1 & \end{array} \right| \quad (1.2)$$

gde su: $e = e_1 + e_2 + e_3$, m i m uobičajene longitudinalna i transferzalna efektivna masa kod silicijuma k_x je /100/ komponenta talasnog vektora k merena od tačke X_1 ($k_x = -(2\pi a^{-1} - k_x)$). Ξ_d i Ξ_u su konstante deformacionog potencijala koje su ranije uvedene fenomenološkim prilazom Herringa i Vogt-a, dok je Ξ_u dodatna konstanta deformacionog potencijala uvedena od strane Hensela i Hasegawe⁸ na osnovu analize simetrije talasnih funkcija elektrona u tački X . Pri formiranju gornjeg Hamiltoniana Hensel i Hasegawa su iskoristili činjenicu da se talasne funkcije Δ_1 i Δ_2 , pri prolasku kroz tačku X degenerišu i da je tačka minimuma provodne zone relativno blizu tačke X . Dvostruka degeneracija provodne zone u tački X nastaje

je kao posledica specijalne simetrije dijamantskog tipa rešetke (druge kubične rešetke je ne poseduju), koja se može opisati pomoću operacije inverzije J i neprimitivne translacije τ ($a/4, a/4, a/4$)⁴. Činjenicu da su tačke minimuma provodne zone i tačka X relativno blizu iskorišćena je na taj način što je upotrebljen Hamiltonian u aproksimaciji efektivne mase za zone Δ_1 i Δ_2 , u okolini tačke X ⁸.

Kada se primeni deformacija dvostruka degeneracija zone u tački X nestaje, kao što je to prikazano na Sl. 4.



Sl. 4. Struktura energetske zone Δ_1 i Δ_2 , blizu tačke degeneracije X ⁷. Isprekidana linija pokazuje cepanje ovih zona usled deformacije rešetke.

J. J. Wortman^{*5} je dijagonalizacijom gornjeg Hamiltoniana našao da se minimum provodne zone pomera u funkciji komponenta tenzora deformacije (za /100/ pravac to je e_4). $k_{x\min}$ sa povećanjem e_4 raste sve dok ne dostigne tačku simetrije X . Dalje povećanje $k_{x\min}$ je nemoguće zbog ograničenja vezanih za osobine simetrije zona u tački X . Takvim prilazom J. J. Wortman je dobio dva izraza za promenu energije provodne zone u funkciji deformacije.



$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_d e + \bar{\epsilon}_u e_1 - \frac{(\bar{\epsilon}_u e_4)^2}{E}, \quad \left| e_4 \right| \leq \frac{\Delta E}{2 \bar{\epsilon}_u} \\ \Delta E_c / 100 / = \quad \bar{\epsilon}_d e + \bar{\epsilon}_u e_1 - \bar{\epsilon}_u e_4 \quad \left| e_4 \right| > \frac{\Delta E}{2 \bar{\epsilon}_u} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Numerički proračuni⁵ koji koriste podatke Hensela i Hasegawe ($\Delta E = 0,5 \text{ eV}$ i $\bar{\epsilon}_u = 5,7 \text{ eV}$) pokazuju da je za uslov $k_{\text{xmin.}} = 2\pi a^{-1}$ potrebno da komponenta tenzora deformacije e_4 dostigne vrednost od 5%.

Analogni izrazi za promene provodne zone za druge pravce biće dati u Tabeli I na kraju ovog poglavlja.

1.2.2. Provodna zona kod germanijuma

Kao što je rečeno na kraju poglavlja 1.2., fenomenološki prilaz Herringa i Vogt-a reprezentovan jednačinom (1.1) može da se generalno primeni samo za slučaj provodne zone kod germanijuma⁹. Kada se iskoriste osobine simetrije grupe talasnog vektora L^4 broj konstanti deformacionog potencijala može da se redukuje na dve. Jednačina (1.1) za tačku L ($k = \pi a^{-1}$) postaje

$$\Delta E_c / 111 / = (\bar{\epsilon}_d + \frac{1}{3} \bar{\epsilon}_u) e + \frac{1}{6} \bar{\epsilon}_u (e_4 + e_5 + e_6) \quad (1.4)$$

Za drugih sedam ekvivalentnih tačaka L izrazi za E_c se mogu dobiti jednostavnom transformacijom koordinatnih osa i dati su u Tabeli I.

1.2.3. Valentna zona kod silicijuma i germanijuma

Uticaj homogene deformacije na vrh valentne zone kod germanijuma i silicijuma prvo su razmatrali G.E. Pikus i J.L. Bir⁶. Kao što smo

ranije videli maksimum valentne zone nalazi se u tački $k = (000)$ i on je čet-
vorostruko degenerisan dok je otcepljena zona dvostruko degenerisana. Ko-
risteći činjenicu da se talasne funkcije vrha valentne zone transformišu po
reprezentaciji Γ_{25} tj. kao xy , xz i yz Pikus i Bir su pokazali da se
Hamiltonijan za ovaj slučaj može predstaviti matricom šestog reda, čija se
determinanta pri dijagonalizaciji raspada na determinantu četvrtog i drugog
reda. Dijagonalizacija matrice četvrtog reda daje sledeći izraz za energiju
lakih i teških šupljina u funkciji tenzora deformacije i talasnog vektora k u
okolini tačke Γ :

$$E_{vt/vl} = Ak^2 + ae \pm \sqrt{\lambda_k + \lambda_{ek} + \lambda_e} \quad (1.5)$$

gde je

$$\lambda_k = B^2 k^4 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2) \quad (1.6)$$

$$\lambda_e = \frac{b^2}{2} [(e_1 - e_2)^2 + (e_1 - e_3)^2 + (e_2 - e_3)^2] + d^2 (e_1^2 + e_2^2 + e_3^2) \quad (1.7)$$

$$\lambda_{ek} = Bd \left| 3(k_x^2 e_1 + k_y^2 e_2 + k_z^2 e_3) - k^2 e \right| \quad (1.8)$$

$$+ 2Dd(k_x k_y e_4 + k_x k_z e_5 + k_y k_z e_6)$$

Ovde su a , b i d koeficijenti i deformacionog potencijala valentne zone. Na
vrhu valentne zone pri $k = 0$ $\lambda_k = \lambda_{ek} = 0$ i primena energije u funkciji
tenzora deformacije postaje

$$E_{vl} = ae + \sqrt{\lambda_e} \quad \text{zona teških šupljina} \quad (1.9)$$

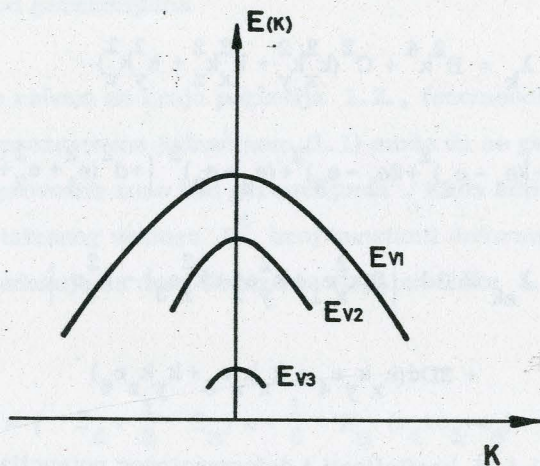
$$E_{v2} = ae - \sqrt{\lambda_e} \quad \text{zona lakih šupljina} \quad (1.10)$$

Slična izračunavanja izvršio je i J.J. Wortman⁶ koristeći Hamiltonijan koji su na osnovu razmatranja simetrije formirali Kleiner i Roth¹⁰. Ovde treba napomenuti da relacija (1.9) i (1.10) važe za zone lakih i teških šupljina u slučaju kompresionih naprezanja (kompresioni naponi po konvenciji imaju negativan znak, a tenzioni pozitivan, isto važi i za komponente tenzora deformacije). Kada se primeni tenziona deformacija red zona se menja.

Mada se u tretiranju transportnih procesa zona $\Gamma_{25}(j=1/2)$ najčešće zanemaruje radi kompletnosti daćemo izraz i za njenu promenu usled primene deformacije⁵.

$$\Delta E_{v3} = ae \quad (1.11)$$

Na Sl. 5. šematski je prikazano cepanje zona usled kompresione deformacije.



Sl. 5. Cepanje valentne zone kod silicijuma za kompresione deformacije

Tabela I

Izrazi za promene energetske ekstreme u funkciji tenzora deformacije

Oznaka ekstrema	E
Germanijum	
L_1 (/111/, /111/)	$(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u) e + \frac{1}{6} \Xi_u (e_4 + e_5 + e_6)$
L_1 (/111/, /111/)	$- " - + \frac{1}{6} \Xi_u (e_4 - e_5 - e_6)$
L_1 (/111/, /111/)	$- " - + \frac{1}{6} \Xi_u (-e_4 + e_5 - e_6)$
L_1 (/111/, /111/)	$- " - + \frac{1}{6} \Xi_u (-e_4 - e_5 + e_6)$
Silicijum	
Δ_{lmin} (/100/, /100/)	$\Xi_d e + \Xi_u e_1 - \frac{(\Xi_u e_4)^2}{E}, e_4 \leq \frac{\Delta E}{2 \Xi_u}$
	$\Xi_d e + \Xi_u e_1 - \Xi_u e_4, e_4 > \frac{\Delta E}{2 \Xi_u}$
Δ_{lmin} (/010/, /010/)	$\Xi_d e + \Xi_u e_2 - \frac{(\Xi_u e_5)^2}{\Delta E}, e_5 \leq - " -$
	$\Xi_d e + \Xi_u e_2 - \Xi_u e_5, e_5 > - " -$
Δ_{lmin} (/001/, /001/)	$\Xi_d e + \Xi_u e_3 - \frac{(\Xi_u e_6)^2}{\Delta E}, e_6 \leq - " -$
	$\Xi_d e + \Xi_u e_3 - \Xi_u e_6, e_6 \geq - " -$
Valentna zona kod Ge i Si	
Γ_{25} (j = 1/2)	ae
Γ_{25} (j = 3/2)*	$ae + \left\{ \frac{b^2}{2} (e_1 - e_2)^2 + (e_1 - e_3)^2 + (e_2 - e_3)^2 + d^2 (e_1^2 + e_2^2 + e_3^2) \right\}^{1/2}$

* Znak + odnosi se na kompresionu deformaciju i teške šupljine, a znak - u ovom slučaju na lake šupljine. Znak lake i teške šupljine se menja kada se primene tenzioni naponi.

Primedba uz paragraf 1.2.1.

Mi bi želeli ovde da naglasimo jedan rezultat do koga smo došli pri pokušaju da egzaktnije tretiramo problem promena provodne zone kod Si pod uticajem deformacije, nego što je to uradjeno u radu⁸ pri dobijanju Hensel-Hasegawin-og Hamiltonijana. Mi smo koristili modifikovani kp perturbacioni metod, ali za tačku minimuma provodne zone $k_0 = 1,7 \pi a^{-1}$ (100). Za odredjivanje broja nezavisnih parametara koristili smo činjenicu da je grupa talasnog vektora na osi C_{4v}^2 (sastoji se od operacija simetrije koje prevode kvadrat u samog sebe). Naš rezultat za promenu energije provodne zone se do drugog reda po perturbaciji slaže sa izrazom (3) za slučaj $|e_4| \leq \Delta E / 2\epsilon_u$. Medjutim, mi smo dobili da se minimum provodne zone pomera proporcionalno sa e_4 odnosno

$$k_{xmin} = k_0 \left(1 - \frac{2 \epsilon_u e_4}{\Delta E} \right), \quad \epsilon_u e_4 \ll \Delta E$$

gde je $k_0 = 1,7 \pi a^{-1}$. Odavde proizilazi da će samo pri kompresionom naprezanju ($e_4 < 0$) $k_{xmin.} \rightarrow 2 \pi a^{-1}$ tački X, dok će se pri tenzionom naprezanju minimum pomerati prema tački Γ . Za veće kompresione napone izgleda da je bolja aproksimacija J.J. Wortmana, jer je tada $k_{xmin.}$ bliže tački X nego k_0 .

1.2.4. Konstante deformacionog potencijala

Konstante deformacionog potencijala proračunao je teorijski L. Kleinman sa saradnicima^{11,12,13}. Njegovi proračuni odnose se na čist Ge i Si i bazirani su na poznavanju talasnih funkcija elektrona. Medjutim, najveći broj podataka o ovim konstantama dobijen je eksperimentalno iz merenja piezootpornosti, ciklotronske rezonancije i u novije vreme iz merenja uticaja deformacije na karakteristike poluprovodničkih elemenata.

Tabela II
Konstante deformacionog potencijala

Koeficijenti eV	Ge	Si
Ξ_d	$-10,5^a$; (-10,16)	$-5,2^a$; (-4,99)
Ξ_u	$+18,7^a$; $16,3^b$ $19,2^c$; $18,0^d$ (17,3)	$+8,5^a$; $8,6^b$; (9,6)
$\Xi_{u'}$	-	$+5,7^j$
a	$-0,5^e$; (-2,09)	$-3,9^{14}$; (-2,09)
b	$+2,4^b$; $2,1^f$ $1,8^g$; $2,7^h$ (2,49)	$+2,5^b$; $3,1^g$; $1,4^f$; (2,49)
d	$+3,5^b$; $4,7^h$; $7,0^f$ (4,15)	$+8,3^d$; $3,1^h$; $3,1^k$ (4,88)
$\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u - a_o$	$+4,82^{ij}$; (4,27)	$-1,44^i$ (-0,30)

Teorijski izračunate konstante Kleinmana i saradnika date su u zagradi.

- a R. Ito, H. Kawamura and M. Fukai, Physics Letters, 13, 26-27, (1964)
- b J. Balslev, Physics Letters, 24A, 113, (1967)
- c H. Fritsché, Phys. Rev., 115, 336-345, (1959)
- d S. Riskaer, Phys. Rev., 152, 845-849, (1966)
- e ref. (14)
- f H. Hall, J. Bardeen and G. Pearson, Phys. Rev., 84, 129-132, (1951)
- g E. Adler and E. Erlich, Phys. Rev. Letters, 16, 87-89, (1966)
- h A.M. Glas, Can. J. Phys. 43, 12-27, (1965)
- i W. Paul, J. Phys. Chem. Solids 8, 196 (1959)

j ref. 7

k J.C.Hensel, G. Feher, Phys. Rev. 129, 1041-1062, (1963)

Veoma često su nam, mesto komponenti tenzora deformacije, date komponente tenzora mehaničkog napona. Da bi u takvoj situaciji izračunali promene u energetsom spektru nosioca moramo sa tenzora mehaničkog napona preći na tenzor deformacije preko generalisanog Hookeovog zakona koji za kubične kristale u koordinatnom sistemu kristalnih osa ima oblik^{15,16} :

$$e_p = \sum_q S_{pq} \sigma_q \quad (1.12)$$

$$S_{pq} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{vmatrix} \quad (1.13)$$

Dakle, za izračunavanje komponenti tenzora deformacije potrebne su svega tri konstante popustljivosti S_{11} , S_{12} i S_{44} . U tabeli III date su vrednosti ovih konstanti, skupa sa Young-ovim modulima i Poisson-ovim odnosima za Ge i Si.

Tabela III

Konstante krutosti za Ge i Si $\times 10^{-12} \text{ dyn}^{-1} \text{ cm}^2$, moduli elastičnosti $\times 10^{12} \text{ dyn cm}^{-2}$ i Poisson-ov odnos ¹⁶

	Ge	Si
S_{11}	0,964	0,768
S_{12}	-0,260	-0,214
S_{44}	1,49	1,26
$Y_{/100/}$	1,05	1,3
$Y_{/110/}$	1,4	1,8
$Y_{/111/}$	1,55	1,9
$\nu_{/100/}$	0,26	0,20
$\nu_{/111/}$	0,16	0,18

Treba napomenuti, da kada se koristi neki drugi koordinatni sistem, možemo koristiti generalisani Hookes-ov zakon (12) ali se mora izvršiti transformacija konstanti popustljivosti pri čemu se mora imati na umu da su Spq redukovane oznake za tenzor četvrtog ranga ¹⁶.

Koristeći navedenu proceduru i konstante deformacionog potencijala date u tabeli II od strane autora ^{a,f,i,k} Y. Kanda ¹⁴ je proračunao pomeranja energetskih ekstrema za hidrostatski i jednoosne $/100/$, $/111/$, $/011/$ i $/211/$ kompresione napone i njegovi rezultati dati su u tabeli IV. Pored toga u tabeli IV dati su i koeficijenti promene širine zabranjene zone sa jednoosnim naponom, koje je odredio K. Bulhnis ⁹ koristeći eksperimentalne rezultate merenja U-I karakteristike p-n spoja, kada se on podvrgne deformaciji.

Tabela IV

Promene ekstremnih energetskeg nivoa ¹⁴ i širine zabranjene zone ⁹
 $\times 10^{-12}$ eV dyn⁻¹ cm² za hidrostatički i jednoosne /100/, /111/, /011/
i /211/ kompresione napone

Oznaka zone	Tenzor napona	$\sigma \begin{vmatrix} 100 \\ 010 \\ 001 \end{vmatrix}$	$\sigma \begin{vmatrix} 100 \\ 000 \\ 000 \end{vmatrix}$	$\frac{\sigma}{3} \begin{vmatrix} 111 \\ 111 \\ 111 \end{vmatrix}$	$\frac{\sigma}{2} \begin{vmatrix} 000 \\ 011 \\ 011 \end{vmatrix}$	$\frac{\sigma}{6} \begin{vmatrix} 422 \\ 211 \\ 211 \end{vmatrix}$
Germanijum						
Γ_{25} ($j = \frac{1}{2}$)		0,77	0,26	0,26	0,26	0,26
Γ_{25} ($j = \frac{3}{2}, t$) [*]		0,77	2,83	3,29	2,87	3,18
Γ_{25} ($j = \frac{3}{2}, l$) [*]		0,77	-2,31	-2,77	-2,35	-2,66
L_1 (111)		5,73	1,91	-7,40	-2,75	-5,65
L_1 (111)		5,73	1,91	5,00	-2,75	6,55
L_1 (111)		5,73	1,91	5,00	6,55	3,45
L_1 (111)		5,73	1,91	5,00	6,55	3,45
ΔE_g		-	<-4	9,5	5	-
Silicijum						
Γ_{25} ($j = \frac{1}{2}$)		3,89	1,30	1,30	1,30	1,30
Γ_{25} ($j = \frac{3}{2}, t$)		3,89	2,63	2,42	2,48	2,51
Γ_{25} ($j = \frac{3}{2}, l$)		3,89	-0,04	0,17	0,11	0,14
Δ_{1min} (100)		2,41	-4,76	0,81	3,59	-1,97
Δ_{1min} (010)		2,41	3,59	0,81	-0,59	2,20
Δ_{1min} (001)		2,41	3,59	0,81	-0,59	2,20
ΔE_g		-	8,5	-5,0	-4,0	-

t - zona teških šupljina

l - zona lakih šupljina

Na kraju napomenimo da se eksperimentalno pokazuje do konstante deformacionog potencijala slabo zavise od dopiranja⁵ i zbog toga sve navedene rezultate treba uzimati sa određenom rezervom.

1.3. Nehomogena deformacija

U prethodnom odeljku razmatran je uticaj proizvoljne deformacije na promene energetskeg spektra nosioca naelektrisanja, pod pretpostavkom da tenzor deformacije ϵ ne zavisi od koordinate. Na prvi pogled trebalo bi očekivati (s obzirom na rečeno na početku paragrafa 1.2) da kada tenzor deformacije zavisi od koordinate, izrazi dobijeni prostom zamenom $\epsilon = \epsilon(r)$ u izvedene formule (Tabela I) za promene energetskeg spektra pri homogenoj deformaciji, dobro opisuju promene u energetskeg spektru nastale i u ovom slučaju. Takve eksplicitne zaključke možemo naći u radu G. L. Bira i G. E. Pikusa¹⁷. Međutim, kada se uzme u obzir činjenica, da u procesu deformisanja poluprovodničkog kristala dolazi do nastajanja kvazielektričnih polja¹⁸, očigledno da se konačan izgled energetskeg spektra nosioca naelektrisanja ne može dobiti prostom zamenom $\epsilon = \epsilon(r)$ u formule za promene energetskeg spektra pri homogenoj deformaciji.

Mi predlažemo sledeću metodiku¹⁹ za određivanje energetskeg spektra nosioca struje u poluprovodniku, kada se na njega primeni neuniformna deformacija.

U prvom trenutku kada se na kristal poluprovodnika primeni neuniformna deformacija nastaju promene energetskeg spektra nosioca struje, koje se mogu opisati formulama dobijenim za homogenu deformaciju, stim da se umesto ϵ stavi $\epsilon(r)$. Usled činjenice da sada ekstremni nivoi provodne i valentne zone zavise od koordinate, tj. $E_c = E_c(r)$ i $E_v = E_v(r)$ i da su prema Kroemer-ovom dokazu¹⁸ ispunjena sledeća tri uslova:

1. Moguće je definisati lokalnu gustinu stanja, i distribucija stanja po različitim energetskim nivoima može da se opiše linijama dna zona i tenzorima efektivne mase.

2. Energetski procep i tenzori efektivne mase u svakoj tački su isti, kao u homogenom kristalu, koji ima isti atomski potencijal kao što ima deformisani kristal u datoj tački,

3. Dinamika elektrona je određena Newton-ovim zakonom, koristeći kao mase elektrona gore navedene efektivne mase i kao sile koje deluju na elektrone gradijente dna zone kojoj elektron pripada.

U prvom trenutku na nosioce naelektrisanja će delovati sledeće sile ¹⁹ (uslov 3):

$$F_{n\sigma}^i = - \text{grad } E_{c\sigma}^i (\epsilon(r)) \quad (i = 1, 2, \dots, s) \quad (1.14)$$

$$F_{p\sigma}^i = \text{grad } E_{v\sigma}^i (\epsilon(r)) \quad (i = 1, 2, \dots, m) \quad (1.15)$$

gde su $F_{n\sigma}^{(i)}$ i $F_{p\sigma}^{(i)}$ sile koje deluju na elektrone u i -tom minimumu provodne zone, a $F_{p\sigma}^{(i)}$ - sila koja deluje na i -tu vrstu šupljine. Ako se uvedu odgovarajuća "kvazielektrična" polja dobijamo

$$\epsilon_{n\sigma}^i = \frac{1}{q} \text{grad } E_{c\sigma}^i (\epsilon(r)) \quad (1.16)$$

$$\epsilon_{p\sigma}^i = \frac{1}{q} \text{grad } E_{v\sigma}^i (\epsilon(r)) \quad (1.17)$$

Interesantno je primetiti, da pored toga što nehomogena deformacija dovodi do pojave različitih kvazielektričnih polja koja deluju na elektron i šupljinu i na same elektrone deluju različita polja što zavisi od toga kome minimumu elektroni pripadaju. Tako na primer na elektrone koji se nalaze u paru /100/ i /100/ minimuma kod silicijuma deluje kvazielektrično polje

$$\epsilon_{n\sigma}^{/100/} = \frac{\Xi_d}{q} \text{grad } e + \frac{\Xi_u}{q} \text{grad } e_1 - \frac{\Xi_u'}{q} \text{grad } e_4 ;$$

$$/e_4/ > \Delta E/2 \Xi_u \quad (1.18)$$

dok na elektrone u paru minimuma /010/ i /010/ deluje polje

$$\epsilon_{n\sigma}^{/010/} = \frac{\Xi_d}{q} \text{grad } e + \frac{\Xi_u}{q} \text{grad } e_2 - \frac{\Xi_u'}{q} \text{grad } e_5 ;$$

$$/e_5/ > \Delta E/2 \Xi_u \quad (1.19)$$

Slično ovome na "teške" šupljine delovaće kvazielektrično polje dato sa

$$\epsilon_{p\sigma}^t = \frac{a}{q} \text{grad } e + \frac{1}{2q \sqrt{\lambda_e}} \cdot \text{grad } \lambda_e \quad (1.20)$$

a ne "lake" šupljine

$$\epsilon_{p\sigma}^l = \frac{a}{q} \text{grad } e - \frac{1}{2q \sqrt{\lambda_e}} \text{grad } \lambda_e \quad (1.21)$$

Svi navedeni izrazi izvedeni su korišćenjem formula datih u tabeli I i relacija (16) i (17).

Posle određenog vremena relaksacije uspostaviće se novo termodinamički ravnotežno stanje. Pri tome, u poluprovodniku se stvorilo određeno prostorno naelektrisanje koje uslovljava pojavu jednog dodatnog polja $\epsilon_{p\sigma}$ zajedničkog za sve nosioce naelektrisanja. Na taj način, na nosioce naelektrisanja u nehomogeno deformisanom poluprovodniku deluju tri polja $\epsilon_{n\sigma}$, $\epsilon_{p\sigma}$ i $\epsilon_{p\sigma}$ kao posledica nehomogenosti deformacije.

Pod pretpostavkom da je uspostavljeno termodinamički ravnotežno stanje i da razmatramo slučaj nedegenerisanog poluprovodnika za koji je primenljiva Maxwell-Boltzmann-ova statistika, koncentracija elektrona asocirana sa i-tim minimumom data je izrazom ^{5, 14}

$$n^i = 2(2\pi KT/\hbar^2)^{3/2} (m_c^i)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_c^i - E_F}{KT}\right) \quad (1.22)$$

gde je m_c^i efektivna masa gustine stanja i -tog minimuma, a E_c^i i E_F za sada još nepoznate veličine. Da bi odredili ove veličine iskoristićemo uslov detaljne ravnoteže²⁰, koji se može predstaviti sledećim sistemom jednačina:

$$J_n^i = 0, \quad (i = 1, 2, \dots, s) \quad (1.23)$$

gde je J_n^i gustina struje asocirana sa i -tim energetske minimumom. Na taj način dobijamo da je ukupno polje koje deluje na elektrone iz i -tog minimuma

$$e_n^i = e_n^i + e_p = -\frac{KT}{q} \text{grad}(\ln n^i), \quad i = 1, 2, \dots, s \quad (1.24)$$

gde je n^i dato jednačinom (1.22). Na sličan način, predpostavljajući da je koncentracija šupljina data sa

$$p^i = 2(2\pi KT/\hbar^2)^{3/2} (m_v^i)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_v^i}{KT}\right), \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (1.25)$$

dobijamo sistem jednačina

$$e_p^i = e_{p\sigma} + e_p = \frac{KT}{q} \text{grad}(\ln p^i), \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (1.26)$$

gde je p^i dato formulom (1.25). Na taj način za određivanje $s + m + 1$ nepoznate veličine energetskih nivoa E_c^i i E_v^i i Fermijevog nivoa imamo $s + m$ jednačina.

Dovoljan broj jednačina dobija se korišćenjem Poisson-ove jednačine

$$\text{div}(\epsilon \epsilon_0 \mathbf{E}) = q(p - n + N_D - N_A) \quad (1.27)$$

gde su N_D i N_A koncentracije jonizovanih donora i akceptora a n i p ukupne koncentracije elektrona i šupljina u energetskim ekstremima:

$$n = 2 (2 \pi K T / \hbar^2)^{3/2} \sum_{i=1}^s (m_c^i)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_c - E_F}{K T} \right) \quad (1.28)$$

$$p = 2 (2 \pi K T / \hbar^2)^{3/2} \sum_{i=1}^3 (m_v^i)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_F - E_v^i}{K T} \right) \quad (1.29)$$

a $s = 6$ za silicijum i $s = 4$ za germanijum, a sumiranje u (1.29) se odnosi na zonu teških i lakih šupljina i otepljenu zonu.

Prema tome, dobijen je sistem diferencijalnih jednačina (1.24), (1.26) i (1.27) pomoću kojih se uz odgovarajuće granične uslove i poznavanje eksplicitne zavisnosti tenzora deformacije od koordinate, može odrediti definitivni izgled energetskog spektra nosioca naelektrisanja u termodinamičkoj ravnoteži.

*

* *

Kao primer razmotrićemo jedan relativno prost slučaj. Predpostavićemo da imamo izražen samo jedan energetski minimum kod elektrona i jedan kod šupljina. Pored toga predpostavićemo da su svi donorski i akceptorski nivoi jonizovani i da na njih ne utiče primena deformacije. I pored svih ovih uprošćenja opšte rešenje za proizvoljni nivo dopiranja je veoma komplikovano. Približno rešenje može da se dobije pod pretpostavkom da i u deformisanom poluprovodniku važi uslov kvazineutralnosti ¹⁹

$$n_o - p_o + p_o \exp((\Delta E_g - \Delta E_F)/KT) - n_o \exp(\Delta E_F/KT) = 0 \quad (1.28a)$$

odakle jednostavno dobijamo jednačinu za određivanje veze između ΔE_F i ΔE_g

$$\exp(2 \Delta E_F / KT) - (1 - p_o / n_o) \exp(\Delta E_F / KT) - (p_o / n_o) \exp(\Delta E_g / KT) = 0 \quad (1.29a)$$

pri čemu je uzeto da je promena efektivnih gustina stanja zanemarljiva^{5,14}

Veličine p_o i n_o određene su jednačinama

$$p_o - n_o + N_D - N_A = 0 \quad (1.30)$$

$$n_o p_o = n_i^2 \quad (1.31)$$

koje važe za slučaj Maxwel - Boltzman-ove statistike. Rešenje jedn. (1.27) je

$$\Delta E_F = KT \ln \left(\frac{1 - p_o / n_o}{2} + \left(\left(\frac{1 - p_o / n_o}{2} \right)^2 + (p_o / n_o) \exp(\Delta E_g / KT) \right)^{1/2} \right) \quad (1.32)$$

dok su n_o i p_o dati sa

$$n_o = \frac{N_D - N_A}{2} + \left(\left(\frac{N_D - N_A}{2} \right)^2 + n_i^2 \right)^{1/2} \quad (1.33)$$

i jedn. (1.31).

U opštem slučaju kada N_D i N_A zavise od koordinate, dobija se veoma komplikovan izraz za polja ϵ_n i ϵ_p . U slučaju konstantnog dopiranja, prema relacijama (1.24) i (1.26) dobijamo

$$\begin{aligned} \epsilon_{n\sigma} &= \frac{1}{2q} (p_o / n_o) \exp(\Delta E_g / KT) \operatorname{grad}(\Delta E_g) \\ &\times \left[\left(\frac{1 - p_o / n_o}{2} + \left(\left(\frac{1 - p_o / n_o}{2} \right)^2 + (p_o / n_o) \exp(\Delta E_g / KT) \right)^{1/2} \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left(\left(\frac{1 - p_o / n_o}{2} \right)^2 + (p_o / n_o) \exp(\Delta E_g / KT) \right)^{1/2} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (1.34)$$

$$\epsilon_{p\sigma} = \frac{1}{q} (1 + q/(\text{grad } \Delta E_g)) \cdot \text{grad } (\Delta E_g) \quad (1.35)$$

Koristeći jednačinu (1.24) odmah dobijamo izraz za ϵ_p

$$\epsilon_{p\sigma} = \epsilon_n - \epsilon_{n\sigma}$$

gde je $\epsilon_{n\sigma}$ dato jedn. (1.34) a ϵ_n jedn. (1.16). Praktično izračunavanje ovih polja može da se izvrši korišćenjem relacije

$$\Delta E_g = E_{c\sigma} - E_{v\sigma} \quad (1.36)$$

a prema tabeli I. (ako se zanemare svi nivoi osim najekstremnijih). U graničnim slučajevima ¹⁹ (praktično najčešći slučajevi kod p-n spojeva)

I. $n_0 \gg p_0$ (n-tip poluprovodnika)

$$\Delta E_F = 0 \quad (1.37)$$

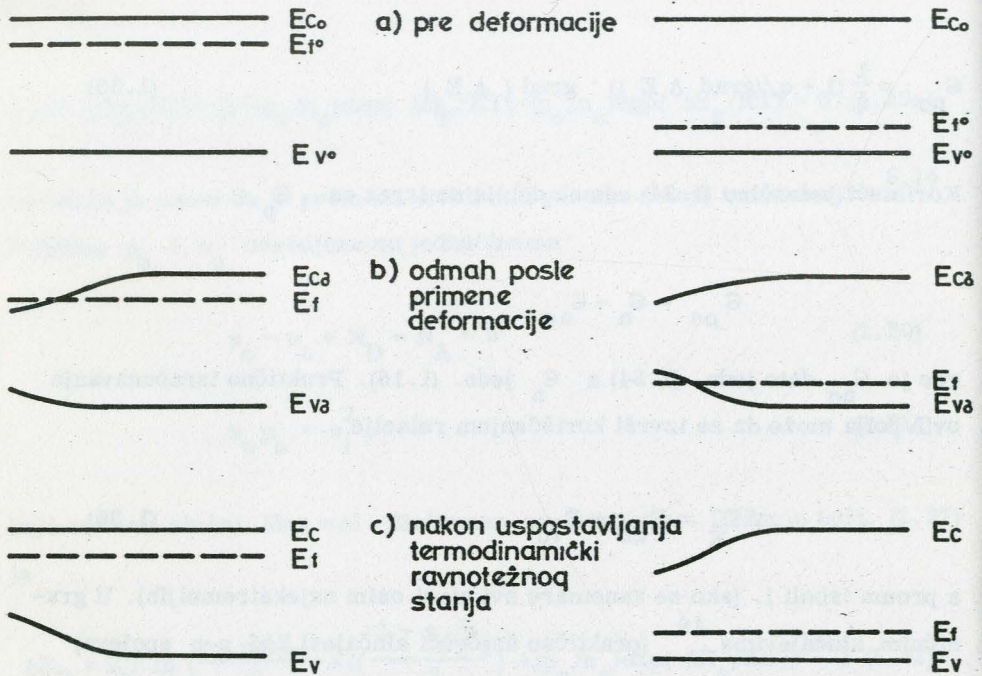
ili

$$\epsilon_n = 0 \rightarrow \epsilon_p = -\epsilon_{n\sigma} \rightarrow \epsilon_p = \epsilon_{p\sigma} - \epsilon_{n\sigma} = \frac{1}{q} \text{grad } (\Delta E_g) \quad (1.38)$$

II. $p_0 \gg n_0$ (p-tip poluprovodnika)

$$\epsilon_p = 0 \rightarrow \epsilon_p = -\epsilon_{p\sigma} \quad \epsilon_n = \epsilon_{n\sigma} - \epsilon_{p\sigma} = -\frac{1}{q} \text{grad } (\Delta E_g) \quad (1.39)$$

Na sl. 6. šematski je prikazan proces uspostavljanja ovih polja.



Sl. 6. Ilustracija procesa uspostavljanja kvazielektričnih polja za jako dopirani n i p-tip poluprovodnika

Interesantan je i slučaj $n_0 = p_0$ (sopstveni poluprovodnik). Tada je

$$\epsilon_n = -\frac{1}{2q} \text{grad}(\Delta E_g) \quad (1.40)$$

$$\epsilon_p = \frac{1}{2q} \text{grad}(\Delta E_g) \quad i \quad (1.41)$$

$$\epsilon_p = -\frac{\epsilon_{on} + \epsilon_{op}}{2} \quad (1.42)$$

U ovim graničnim slučajevima može da se dobije i opšte rešenje, koje uračunava detaljne promene ekstremnih nivoa kod višedolinskog tipa poluprovodnika. Prema relacijama (1.28) i (1.29)

$$n/n_0 = \left(\sum_{i=1}^s n_i \right) / \left(\sum_{i=1}^s n_0^i \right) =$$

$$= \exp(\delta E_F / KT) (1/s) \left(\sum_{i=1}^s \exp(-\delta E_c^i / KT) \right) \quad (1.43)$$

i pod uslovom da zanemarimo zonu teških šupljina

$$p/p_0 = (1/m_v^{3/2}) \left[(m_t^{3/2}) \exp\left(-\frac{\delta E_F - \delta E_v^t}{KT}\right) + (m_l^{3/2}) \exp\left(-\frac{\delta E_F - \delta E_v^l}{KT}\right) \right] \quad (1.44)$$

gde je $m_v^{3/2} = (m_{vo}^t)^{3/2} + (m_{vo}^l)^{3/2}$, a δE_c^i , δE_v^t i δE_v^l su promene ekstremnih energetskih nivoa. Pod uslovom da je na primer $p = p_0 = N_A$ jedn. (1.44) omogućuje da se odredi δE_F , čak i ako je deformacija nehomogena

$$\exp(\delta E_F / KT) = (m_t/m_v)^{3/2} \exp(\delta E_v^t / KT) + (m_l/m_v)^{3/2} \exp(\delta E_v^l / KT) \quad (1.45)$$

što sa (1.45) daje za odnos manjinske koncentracije nosilaca

$$n_p/n_{po} = (1/s) \left[(m_t/m_v)^{2/3} \exp(\delta E^t / KT) + (m_l/m_v)^{3/2} \exp(\delta E_F^l / KT) \right]$$

$$\times \left(\sum_{i=1}^s \exp(-\delta E_c^i / KT) \right) \quad (1.46)$$

Ista relacija važi i za p_n/p_{no} n-tip materijala. Iznažanje efektivnih per-
lja koja deluju na ove nosioce mogla bi se izvršiti preko relacija (1.24) i
(1.26) u obliku

$$\epsilon_n = - \frac{KT}{q} \text{ grad } (\ln n_p) \quad (1.47)$$

$$\epsilon_p = \frac{KT}{q} \text{ grad } (\ln p_n)$$

$$\epsilon_p = \epsilon_{p\sigma} + \epsilon_p'$$

stim, što bi u relaciji (1.46) trebalo staviti vrednosti za promene energetskih nivoa uzete iz tabele I, i odgovarajuću zavisnost za tenzor deformacije $e(r)$.

1.3.1. Rezime

Koristeći poznate rezultate za promenu energetskeg spektra nosioca neelektrisanja usled primene homogene deformacije (poglavlje 1.2), pokazano je na koji način može da se odredi izgled energetskeg spektra kada se poluprovodnik podvrgne nehomogenoj deformaciji (poglavlje 1.3). Postavljena teorija je potpuno opšta i nije vezana samo za germanijum i silicijum.

Uvedena su tri lokalna polja ϵ_n , ϵ_p i $\epsilon_{p\sigma}$, koji su međusobno povezana preko relacija (1.24), (1.26), (1.16) i (1.17). Dakle, ako se čestica nalazi u tački r (semiklasično razmatranje), na nju će delovati polje ϵ_n , ϵ_p ili samo polje $\epsilon_{p\sigma}$ što zavisi od toga da li je čestica elektron, šupljina ili jon.

Mada je polje $\epsilon_{p\sigma}$ nastalo kao posledica primene deformacije, ono ima istu prirodu kao i sva ugrađena polja u poluprovodnicima kao što su na primer: polje usled neravnomerne koncentracije primesa (polje u bazi drift - tranzistora), polje u p-n spoju itd.

Kada postoje i druge vrste polja ϵ_p' koje određuje Poisson-ova jednačina, ukupno polje ϵ_p može se dobiti kao

$$\epsilon_{\rho} = \epsilon_{\rho\sigma} + \epsilon_{\rho'}$$

a ukupni potencijal u tački r dat je sa:

$$\begin{aligned} V(r) &= \int_{r_1}^r \epsilon_{\rho} dr = \int_{r_1}^r \epsilon_{\rho\sigma} dr + \int_{r_1}^r \epsilon_{\rho'} dr = \\ &= V_{\sigma} + V'; \quad V(r_1) = 0 \end{aligned} \quad (1.48)$$

2. JEDNAČINA KONTINUITETA U SLUČAJU KADA JE POLUPROVODNIK PODVRGnut NEHOMOGENOJ DEFORMACIJI

2.1. Opšti slučaj

Polazeći od generalnog sistema jednačina kontinuiteta ²¹

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -U - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -U + \frac{1}{q} \operatorname{div} J_n \quad (2.2)$$

i izraza za gustine struja i šupljina u deformisanom poluprovodniku

$$J_p = q \mu_p p \mathbf{E} - q D_p \operatorname{grad} p \quad (2.3)$$

$$J_n = q \mu_n n \mathbf{E} + q D_n \operatorname{grad} n \quad (2.4)$$

za stacionarni slučaj dobijamo sledeći sistem jednačina za određivanje koncentracije nosioca naelektrisanja

$$\nabla^2 p - \frac{p}{KT} \operatorname{div} \mathbf{E} - \frac{E_p}{KT} \operatorname{grad} p - (p - p_o)/(D_p \tau_p) = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 n + \frac{n}{KT} \operatorname{div} \mathbf{E} - \frac{E_n}{KT} \operatorname{grad} n - (n - n_o)/(D_n \tau_n) = 0 \quad (2.6)$$

gde su veličine \mathbf{E}_n , \mathbf{E}_p , n_o i p_o određene u prvoj glavi izrazima (1.24), (1.26), (1.28) i (1.29). U jednačinama (2.5) i (2.6) za generaciono-rekombinacionu brzinu U uzeti su uobičajeni izrazi ²¹

$$U_p = \frac{p - p_o}{\tau_p} ; \quad U_n = \frac{n - n_o}{\tau_n} \quad (2.7)$$

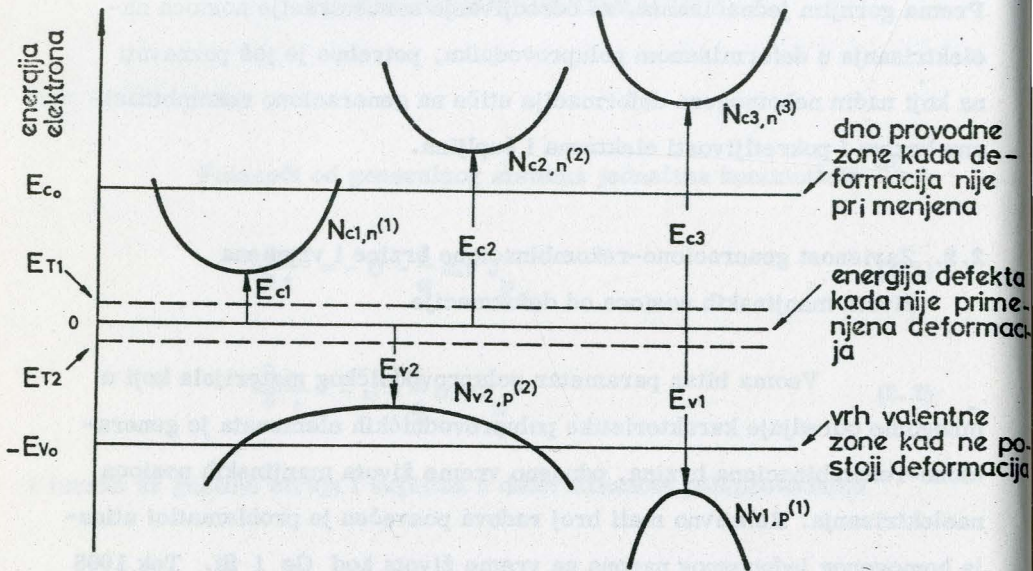
Prema gornjim jednačinama, za određivanje koncentracije nosioca naelektrisanja u deformisanom poluprovodniku, potrebno je još poznavati na koji način nehomogena deformacija utiče na generaciono rekombinacionu brzinu i pokretljivosti elektrona i šupljina.

2.2. Zavisnost generaciono-rekombinacione brzine i vremena života manjinskih nosioca od deformacije

Veoma bitan parametar poluprovodničkog materijala koji u mnogome određuje karakteristike poluprovodničkih elemenata je generaciono-rekombinaciona brzina, odnosno vreme života manjinskih nosioca naelektrisanja. Relativno mali broj radova posvećen je problematici uticaja homogenog jednoosnog napona na vreme života kod Ge i Si. Tek 1968 godine pojavila se studija B. Sloan-a^{22,23} koja je posvećena problemu uticaja jednoosnih mehaničkih napona na vreme života manjinskih nosioca kod germanijuma i silicijuma. Nešto kasnije, pojavili su se radovi J. L. Prince i saradnika^{24,25} u kojima je razmatran uticaj anizotropne deformacije na generaciono-rekombinacionu brzinu osiromašenog sloja u silicijumu koji je bio dopiran zlatom. Istovremeno (1970 g.) publikovan je rad N. J. Eresion-a i J. P. Mc. Kelvey-a²⁶ koji daje rezultate istraživanja uticaja hidrostatskog pritiska na vreme života manjinskih nosilaca kod Ge.

Svi iznad navedeni radovi, pokušavaju da objasne svoje eksperimentalne rezultate preko Shockley - Read - Hall-ovog modela za generaciono rekombinacioni proces²¹. Modifikacija modela sastoji se u tome što se pretpostavlja, da prilikom primene deformacije, može da dođe ili samo do pomeranja ili i do pomeranja i cepanja energetskih nivoa

defekata. Jedna takva opšta situacija predstavljena je na sl. 7 uzetoj iz rada J. L. Prince i saradnika i odnosi se na silicijum, a može se lako shvatiti preko teorije date u prvoj glavi.



Sl. 7. Šematski prikaz zonalnog dijagrama Si kada je on podvrgnut deformaciji ²⁴

Mi ćemo sasvim ukratko razmotriti teoriju koja u opštem slučaju određuje generaciono-rekombinacioni proces u homogeno deformisanom poluprovodniku i dati izvesne sugestije za slučaj kada je deformacija nehomogena.

Neka je N_{ci} - efektivna gustina stanja i -tog minimuma ($i = 1, 2, 3$) a N_{vj} ($j = 1, 2$) - ista veličina za valentnu zonu. Odgovarajuće koncentracije nosioca su n^i i p^j . Pri primeni deformacije videli smo da se dno provodne zone pomera od E_{c0} do E_{ci} , a vrh valentne zone od E_{v0} do E_{vj} .

U slučaju kada deformacija nije primenjena na energetskom nivou defekta $E_T = 0$, koncentracije N_T nalazi se n_{To} elektrona po jedinici zapremine. Generaciono-rekombinacione karakteristike ovog nivoa su koeficijenti zahvata elektrona C_{no} i C_{po} . Kada se primeni opšta deformacija, prema ²² ovaj energetski nivo može da se cepa na m nivoa zapreminske gustine N_{TK} i energije ΔE_{TK} . Svaki K nivo karakteriše se koeficijentom zahvata elektrona iz i -tog minimuma C_{nik} , i odgovarajućim koeficijentom zahvata šupljine C_{pjk} sa j -tog maksimuma valentne zone. Njima odgovarajući koeficijenti emisije su e_{nik} i e_{pjk} respektivno.

Brzina rekombinacije elektrona po jedinici zapremine iz i -tog minimuma, zbog postojanja defekta k -tog tipa proporcionalna je koncentraciji elektrona u i -tom minimumu n^i i koncentraciji šupljina (praznih mesta) $N_{TK} - n_{TK}$ na k -tom energetskom nivou defekta ²¹

$$r_{nik} = C_{nik} n^i (N_{TK} - n_{TK}) \quad (2.8)$$

Brzina termodinamičke emisije elektrona sa k -tog nivoa defekta na i -ti provodni minimum u slučaju nedegenerisanog poluprovodnika proporcionalno je broju elektrona na k -tom nivou ²²

$$g_{nik} = e_{nik} n_{TK} \quad (2.9)$$

Dalja procedura određivanja generaciono rekombinacione brzine potpuno je analogno onoj za jedan energetski nivo defekta ²⁷ i "dobro" definisane provodnu i valentnu zonu. Ovo se pre svega odnosi na određivanje veze izmedju e_{nik} , C_{nik} i e_{pjk} i C_{pjk} korišćenjem uslova detaljne ravnoteže ²⁷:

$$e_{nik}/C_{nik} = N_{ci} \exp \left(-\frac{\Delta E_{TK} - E_{ci}}{KT} \right) = N_{ik} \quad (2.10)$$

$$e_{pjk}/C_{pjk} = N_{vj} \exp\left(-\frac{E_{vj} + \Delta E_{TK}}{KT}\right) = P_{jk} \quad (2.11)$$

Definišući rezultatnu emisiju brzinu elektrona sa provodne zone preko

$$U_n = g_n - r_n = \sum_{k,i} (g_{nik} - r_{nik}) \quad (2.12)$$

i šupljina sa valentne zone preko

$$U_p = g_p - r_p = \sum_{j,k} (g_{pjk} - r_{pjk}) \quad (2.13)$$

za slučaj vremenski invarijantne zauzetosti energetske nivoa ($\frac{dn_{TK}}{dt} = 0$) defekata J. L. Prince sa saradnicima dobio je ^{24, 25}

$$U_n = \sum_{k,i} N_{TK} \left(e_{nik} \frac{1}{1+f_k} - C_{nik} n^i \frac{f_k}{1+f_k} \right) \quad (2.14)$$

$$U_p = \sum_{k,j} N_{TK} \left(e_{pjk} \frac{f_k}{1+f_k} - C_{pjk} p^j \frac{1}{1+f_k} \right)$$

gde su veličine e_{nik} i C_{nik} vezane relacijom (2.10) i

$$f_k = \frac{N_{TK} - n_{TK}}{n_{TK}} = \left(\sum_j C_{pjk} p^j + \sum_i C_{nik} N_{ik} \right) / \left(\sum_i C_{nik} n^i + \sum_j C_{pjk} p^j \right)$$

$$= \exp\left(-\frac{\Delta E_{TK} - E_F}{KT}\right) \quad (2.15)$$

Nažalost, da bi se moglo doći do eksplicitnih izraza za zavisnost generaciono-rekombinacione brzine, mora se u potpunosti poznavati ponašanje energetskih nivoa defekata, koeficijenata zahvata emisije, kada se na poluprovodnik primeni deformacija. Koliko je nama poznato, postoji samo jedan pokušaj tretiranja zavisnosti energije plitkih primesnih nivoa od deformacije ²⁸. Međutim, ostaje otvoreno pitanje da li ovaj prilaz može da se koristi

u slučaju kada su energije defekata oko sredine zabranjene zone. Pored toga, očigledno da se posebno mora razmotriti svaki konkretan slučaj.

Poredjenje teorije i eksperimenata otežano je činjenicom da u (2.14) figurira veliki broj parametara koji se ne mogu jednoznačno odrediti iz eksperimenata²²⁻²⁶. Najbolje slaganje eksperimenata sa teorijom dobijeno pri izučavanju generaciono rekombinacione brzine u osiromašenom sloju poluprovodnika dopiranog zlatom²⁵ predpostavlja cepanje primesnog nivoa zlata prema relaciji

$$\Delta E_{TK} = \gamma e \pm \delta e_A \quad (2.16)$$

gde je e kao i ranije hidrostaticka deformacija ($e_1 + e_2 + e_3$), a e_A primenjena jednoosna deformacija. γ je koeficijent koji su pod hidrostatickim pritiskom odredili Nathan i Paul²⁵, a δ je parametar koji je određivan fitovanjem. Za koeficijente zahvata predpostavljeno je da se menjaju prema

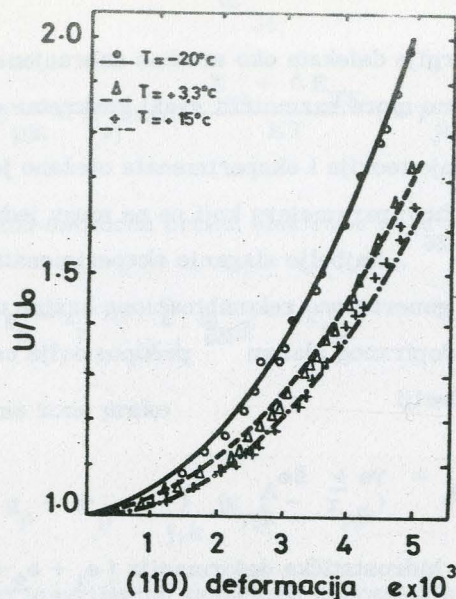
$$C_{nik}/C_{no} = 1 + \beta_{ik} e_A \quad (2.17)$$

$$C_{pjk}/C_{po} = 1 + \beta_{jk} e_A$$

Tako je eksperimentalno za slučaj primene deformacije /110/ najbolje slaganje dobijeno za^{24, 25}

$$\gamma = -3,56 \text{ eV}, \quad \delta = 4,25 \text{ eV}, \quad \beta_{ik} = -60$$

Na sl. 8 upravo je prikazan dijagram iz koga su dobijeni ovi rezultati. U literaturi, koliko je nama poznato do sada, proučavan je samo uticaj uniformne deformacije²²⁻²⁶. U tom slučaju promene ΔE_T nastaju samo kao posledica promena simetrije kristalne rešetke i povećanog prekrivanja atomskih talasnih funkcija. U slučaju nehomogene deformacije, pored toga što ΔE_T zavisi od koordinate (u zavisnost $\Delta E_T(\epsilon)$ zameniti



Sl. 8. Poredjenje podataka za $|110|$ kompresionu deformaciju sa modelom za g-r proces pod pretpostavkom da se nivo defekata cepa

konstantni tenzor deformacije sa tenzorom koji zavisi od kordinate), defekt se nalazi u oblasti prostornog naelektrisanja koje smo ranije okarakterisali poljem ϵ_p . Prema tome promena energetskeg nivoa defekta E_T može se predstaviti kao

$$\Delta E_T = \Delta E_T^u(\epsilon(r)) + \int_{r_1}^r \epsilon_p dr \quad (2.18)$$

gde je ΔE_T^u promena energetskeg nivoa defekta usled uniformne deformacije.

Pored toga, jasno je, da E_{ci} i E_{vj} treba odredjivati metodom datim u poglavlju 1.2.

Sve ovo jako komplikuje analizu promena generaciono-rekombinacione brzine u funkciji nehomogene deformacije. Na svu sreću, vreme života kod jako dopiranih poluprovodnika na sobnoj temperaturi zavisi samo od vrste defektnog nivoa i brzine zahvata, pa se u problemima vezanim za

injekciju manjinskih nosioca ovaj problem može jednostavnije analizirati.

Posmatrajmo generaciono-rekombinacionu brzinu u slučaju kada deformacija nije primenjena ($i = 1, k = 1, N_{ik} = n_1, P_{jk} = p_1$) tada je prema (2.14) i (2.15)

$$U = \frac{N_T C_n C_p (n \cdot p - n_i^2)}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)} \quad (2.19)$$

Pošto se brzina rekombinacije U u slučaju niskih nivoa pobude određuje preko izraza ²¹

$$U = \Delta p / \tau \quad (\Delta p = \Delta n) \quad (2.20)$$

gde je τ vreme života, dobijamo

$$\tau = \tau_{po} \frac{n_o + n_1 + \Delta p}{n_o + p_o + \Delta p} + \tau_{no} \frac{p_o + p_1 + \Delta p}{n_o + p_o + \Delta p} \quad (2.21)$$

gde su

$$\tau_{po} = 1 / (N_T C_{po}), \quad \tau_{no} = 1 / (N_T C_{no}) \quad (2.22)$$

a n_o i p_o ravnotežne koncentracije nosioca naelektrisanja. Izraz (2.21) kao lokalna relacija važi i u slučaju kada se primeni nehomogena deformacija, pod uslovom da dolazi samo do pomeranja energetskog nivoa defekta, sa svim primedbama navedenim i za opšti slučaj.

Kao što smo ranije rekli vreme života pri visokim dopiranjima određeno je jednom od relacija (2.22). Kada se primeni nehomogena deformacija, pod uslovom da je ona u granicama elastičnosti poluprovodničkog materijala možemo staviti da je pri jednoosnoj deformaciji (analogno formuli (2.17))

$$1/\tau_p(e_A) = (1 + \beta\tau_p e_A)/\tau_{po} \quad (2.23)$$

$$1/\tau_n(e_A) = (1 + \beta\tau_n e_A)/\tau_{no}$$

gde veličina e_A može zavisiti i od koordinate. Kada se približavamo granici elastičnosti poluprovodničkog materijala dolazi do ireverzibilnih promena koje smo zapazili u ranijem eksperimentalnom radu²⁹. Kvalitativno objašnjenje predpostavlja da se pri prelasku određenog kritičnog napona, stvara veoma veliki broj generaciono rekombinacionih centara pa koncentracija defekata $N_T \rightarrow \infty$. Ovde ne želimo da ulazimo u funkcionalnu vezu između stvorenih defekata i tenzora deformacije, ali je prema eksperimentalnim rezultatima³⁰ ovo veza verovatno eksponencijalna.

2.3. Uticaj deformacije na pokretljivost manjinskih nosioca naelektrisanja

Koliko je nama poznato najpotpunije razmatranje ovog problema za slučaj jednoosnih homogenih deformacija dao je Y. Kanda¹⁴ 1967 godine. Pri velikim deformacijama promene provodnosti nisu linearno povezane sa poznatim tenzorom π_{ij} piezootpornosti. Efektivna pokretljivost elektrona u p-tipu materijala data je sa

$$\mu_n = \sum_{i=1}^S (n_p^i / n_p) \cdot \mu_i \quad (2.24)$$

gde je μ_i pokretljivost i-tog minimuma duž smera struje i izražava se preko pokretljivosti μ_{\perp} normalno na osu rotacije i pokretljivost μ_{\parallel} paralelno ovoj osi. Odnos n_p^i / n_p može da se dobije iz jednačina (2.22) i (2.28) pod uslovom da se procedurom navedenom u poglavlju (1.3) odrede odgovarajuće vrednosti provodne i valentne zone. U slučaju homogene jednoosne deformacije¹⁴ ove relacije daju

$$\frac{n_p}{n_p} = (\exp(-\beta_i \sigma / KT)) / \left(\sum_{i=1}^S \exp(-\beta_i \sigma / KT) \right) \quad (2.25)$$

gde je σ mehanički napon a β_i koeficijent koji se može dobiti iz tabele IV. Na primer, ako se posmatra pokretljivost manjinskih nosioca u p-tipu Si duž //100// smeru, za odnos μ_{no} / μ_{no} pokretljivosti sa i bez primene deformacije Kanda¹⁴ je dobio

$$\mu_{no} / \mu_{no} = \frac{3}{2K+1} \frac{1+2K \exp(-\beta \sigma)}{1+2 \exp(-\beta \sigma)} \quad (2.26)$$

gde je $\beta = \frac{\beta_2 - \beta_1}{KT} = \frac{\epsilon_u (S_{11} - S_{12})}{KT}$ i $K = \mu_{||} / \mu_{\perp}$. Radi potpunosti daćemo izraze za odnos pokretljivosti sa i bez deformacije u tabeli V koju smo uzeli iz Y.Kandi-nog rada¹⁴

Tabela V

	μ_{no} / μ_{no}	
Ge //111/	$\frac{1}{2K+1} \frac{3+\exp(-\beta \sigma) \times (8K+1)}{1+3\exp(-\beta \sigma)}$	$\frac{4 \epsilon_u S_{44}}{9KT}$
//011/	$\frac{1}{2K+1} \frac{K+2+3K \exp(-\beta \sigma)}{1+\exp(-\beta \sigma)}$	$\frac{\epsilon_u S_{44}}{3KT}$
//211/	$(1/3)(1/(2K+1)) \times \frac{8+K+9K \exp(-4 \beta \sigma) + (4+14K) \exp(-3 \beta \sigma)}{1+2 \exp(-3 \beta \sigma) + \exp(-4 \beta \sigma)}$	$\frac{\epsilon_u S_{44}}{9KT}$
//100/	$\frac{3}{2K+1} \frac{1+2K \exp(-\beta \sigma)}{1+2 \exp(-\beta \sigma)}$	$\frac{\epsilon_u (S_{11} - S_{12})}{KT}$
//111/	1	0
Si //011/	$\frac{3}{2K+1} \frac{1+K+K \exp(-\beta \sigma)}{2+\exp(-\beta \sigma)}$	$\frac{\epsilon_u (S_{11} - S_{12})}{2KT}$
//211/	$\frac{1}{2K+1} \frac{2+K+(1+5K) \exp(-\beta \sigma)}{1+2 \exp(-\beta \sigma)}$	$\frac{\epsilon_u (S_{44} - S_{12})}{2KT}$

Odnos $\frac{u_p}{u_{po}}$ je nešto komplikovanije odrediti. Y. Kanda je koristeći rezultate G. E. Pikusa i T. L. Bira ⁶ za promene efektivnih masa dobio sledeći približan izraz koji važi pri velikim deformacijama

$$\frac{u_p}{u_{po}} = (m_v)^{3/2} / ((m_{vo}^t)^{1/2} + (m_{vo}^1)^{1/2}) \times \frac{1/m_1^t + (1/m_1^1)(m^1/m^t)^{3/2} \exp(-\beta\sigma)}{1 + (m^1/m^t)^{3/2} \exp(-\beta\sigma)} \quad (2.27)$$

gde su m_1^t i m_1^1 efektivne mase povezane sa vremenom relaksacije teških i lakih šupljina, respektivno, a $\beta = \frac{\beta^t - \beta^1}{KT}$. Osnovno je naglasiti da su promene pokretljivosti elektrona i šupljina u funkciji deformacije, relativno male, jer se eksponencijalne funkcije $e^{-\beta\sigma}$ nalaze i u imenitelju i brojiocu svih izraza. Ova zavisnost može doći do izraza pri manjim deformacijama ¹⁴ dok se pri većim uglavnom može zanemariti ^{5,14}.

2.4. Opšte rešenje jednačine kontinuiteta za jednoosnu nehomogenu deformaciju. Injektovana struja elektrona

2.4.1. Opšta razmatranja

U ovom paragrafu razmotrićemo, na koji način se manifestuje uticaj nehomogene deformacije na injektovanu struju elektrona kada se uzmu u obzir promene svih parametara koje ona izaziva. U opštem slučaju, problem teško može da se reši, ali pretenzuje ovog poglavlja su da, u najvećem broju slučajeva, da smer promena i relativni odnos sa kojim učestvuju promene pojedinih parametara u promeni injektovane struje. Radi toga, usvojimo jednostavan model idealne jednoosne deformacije koja zavisi samo od koordinate x i koja se može opisati linearnom relacijom

$$\sigma = B - Ax \quad (2.28)$$

gde veličine B i A zavise od mehaničkog napona primenjenog u ravni $x = 0$. Izgled zonalnog dijagrama jednog p-n spaja podvrgnutog ovakvoj deformaciji prikazan je na sl. 9 a uzet je iz našeg rada ³¹. Mada smo predpostavili da su koncentracije dopiranja konstantne celokupno dalje izvodjenje važiće i za slučaj eksponencijalne raspodele primesa, ako se umesto αA stavi $\alpha A - 1^{-1}$ (vidi jedn. (2.31)). Kao što je pokazano u primeru datom u poglavlju (1.3) jedn. (1.39) polje ϵ_n u ovom slučaju je

$$\epsilon_n = -\frac{1}{q} \frac{d \Delta E}{dx}^g = (\alpha A)/q, \quad \alpha > 0 \quad (2.29)$$

vrednosti za α date su u tabeli IV.

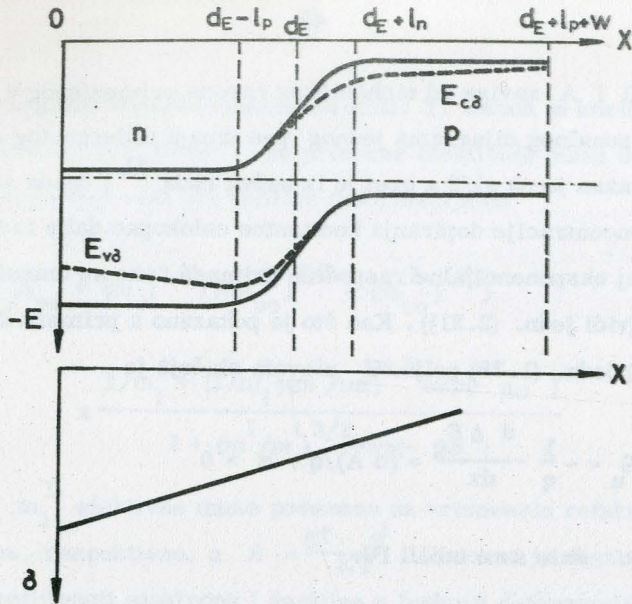
Za vreme života koristićemo relaciju (2.23) koja u ovom slučaju postaje

$$1/\tau_n = (1/\tau_{no})(1 - \beta B + \beta Ax) \quad (2.30)$$

Koeficijent β može biti i veći i manji od nule zavisno od toga da li vreme života opada ili raste, jer je eksperimentalno ustanovljeno da se u praksi mogu desiti oba slučaja ²². Pomoću izraza (2.30) mogu se uračunati i promene pokretljivosti manjinskih nosioca (preko $1/L_p^2 = (1/L_{po}^2)(1 - \delta B + \delta Ax)$).

Koncentracija ravnotežnih nosioca n_{σ_0} u slučaju kada je poluprovodnik deformisan (slučaj jednog energetskog minimuma) (vidi sl. 9)

$$\begin{aligned} n_{\sigma_0} &= n_{i\sigma}^2 / N_A = (n_{i\sigma}^2 / N_A) \exp(\Delta E_g(x)/KT) \\ &= (n_{i\sigma}^2 / N_A) \exp(\alpha B - \alpha Ax)/KT \end{aligned} \quad (2.31)$$



Sl. 9. Zonalni dijagram p-n spoja u kome je ostvaren linearno opadajući napon ³¹

stim da, ako N_A eksponencijalno zavisi od koordinate

$$N_A = N_{A0} \exp(-X/L) \quad (2.32)$$

relacija (2.31) postaje

$$n_{\sigma 0} = (n_{i0}^2 / N_{A0}) \exp(\alpha B - (\alpha A - L^{-1})X) \quad (2.31')$$

što je, kao što smo rekli ranije, ekvivalentno smanjivanju koeficijenta αA u relacijama (2.29) i (2.31).

Na osnovu prethodnih razmatranja jednačina (2.26) za određivanje koncentracije injektovanih elektrona, ima oblik

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{\alpha A}{KT} \frac{dn}{dx} - \frac{n - (n_{i0}^2 / N_A) \exp(\alpha B - \alpha AX)}{L_{no}^2} (1 - \beta B + \beta AX) = 0 \quad (2.33)$$

Ova se jednačina smenama

$$y = n - (n_{io}^2 / N_A) \exp \left(\frac{\alpha B - \alpha A X}{KT} \right)$$

$$a = \alpha A / KT$$

$$b = (1 - \beta B) / L_{no}^2$$

$$c = \beta A / L_{no}^2$$

svodi na jednačinu

$$\frac{d^2 y}{dX^2} + a \frac{dy}{dX} - (b + cx) y = 0 \quad (2.35)$$

Opšte rešenje gornje jednačine dobija se na sledeći način: Prvo se uvode
smene ³²

$$y = v \exp(-ax/2); \quad t = b + a^2/4 + c$$

pomoću kojih (2.35) postaje

$$v'' - (t/c^2)v = 0$$

Gornja diferencijalna jednačina ima opšte rešenje oblika ³³

$$v = (t)^{1/2} (A_1 I_{1/3}((2/3c)t^{3/2}) + A_2 K_{1/3}((2/3c)t^{3/2}))$$

gde su $I_{1/3}$ i $K_{1/3}$ modifikovane Bessel-ove funkcije druge vrste.

Preko polaznih promenljivih n i X opšte rešenje jednačine
(2.33) dato je sa

$$\begin{aligned}
 n = n_{io}^2 \exp\left(\frac{\alpha B - \alpha A x}{KT}\right) + \exp\left(-\alpha A x / 2KT\right) \\
 \times \left(\frac{1 - \beta B + \beta A x}{L_{no}^2} + (\alpha A)^2 / 4 \right) x \left] A_1 I_{1/3} \left(\frac{2}{3c} \left(\frac{1 - \beta B + \beta A x}{L_{no}^2} + (\alpha A)^2 / 4 \right) \right. \right. \\
 \left. \left. + A_2 K_{1/3} \left(\frac{2}{3c} \left(\frac{1 - \beta B + \beta A x}{L_{no}^2} + (\alpha A)^2 / 4 \right) \right) \right] \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

2.4.2. Injektovana struja elektrona

Prvo ćemo ukratko razmotriti granične uslove, koji omogućavaju da se dodje do određenog rešenja jedn. (2.36) za problem injekcije manjinskih nosilaca kod p-n spoja. Prema poznatoj teoriji p-n spojeva i sl.9 imamo¹⁹

$$\begin{aligned}
 y = n_{\sigma o} (d_E + l_p) (\exp(qV/KT) - 1) = \\
 = (n_{io}^2 / N_A) \exp((\alpha B)/KT - a(d_E + l_p)x (\exp(qV/KT) - 1) = n_{\sigma o}
 \end{aligned}$$

$$\text{za } x = d_E + l_p, \quad y = 0 \quad x = d_E + l_p + w \quad (2.37)$$

Ovde je važno primetiti sledeće; veličine l_p i w zavise od primenjenog napona što u izraz (2.37) i izraz za injektovanu struju elektrona uvodi dodatnu naponsku zavisnost. Radi ilustracije, kod jako asimetričnog p-n spoja³⁴ može se smatrati da je $l_n = 0$, a

$$l_p = m (V_o^1 - V)^{1/2} \quad (2.38)$$

gde je m - konstanta, koja zavisi od koncentracije primesa u slabije dopiranoj strani (N_A), i dielektrične konstante poluprovodničke v_o^1 je napon pri kome je l_p u ovoj aproksimaciji nula.

Tako modifikovani granični uslovi, važili bi sasvim dobro za sve inverzne polarizacije i možda male direktne ³⁴. Kod većih direktnih polarizacija l_p je daleko manje od d_E pa se sa dovoljnom tačnošću, mogu koristiti granični uslovi (2.38) sa $l_p = 0$.

Kada se primene granični uslovi (2.37) i odrede vrednosti konstanti A_1 i A_2 u jednačini (2.36) dobijamo da je

$$y = (n_o^{\sigma}/N^{1/2}) \exp\left(\frac{a}{2}(d_E + l_p - x)\right) (N_o + cx)^{1/2}/D$$

$$\left[K_{1/3}((2/3c)M^{3/2}) I_{1/3}((2/3c)(N_o + cx)^{3/2}) \right. \\ \left. - K_{1/3}((2/3c)(N_o + cx)^{3/2}) I_{1/3}((2/3c)M^{3/2}) \right] \quad (2.39)$$

gde su radi skraćenog pisanja izvršene sledeće smene.

$$N = a^2/4 + b + c(d_E + l_p), \quad N_o = a^2/4 + b$$

$$M = a^2/4 + b + c(d_E + l_p) + cw$$

$$D = K_{1/3}((2/3c)M^{3/2}) I_{1/3}((2/3c)N^{3/2}) - \\ - K_{1/3}((2/3c)N^{3/2}) I_{1/3}((2/3c)M^{3/2}) \quad (2.40)$$

Izraz za gustinu struje elektrona injektovanih u p-tip bazne oblasti dobijamo korišćenjem jednačina (2.4) i (2.39). Jednačina (2.4) ovde ima oblik

$$J_n = qD_n (an(d_E + l_p) + (dn/dx)_{d_E + l_p}) \quad (2.41)$$

pa je

$$J_n = qD_n (n_{io}^2 \exp(\alpha B/KT - ad_E) \exp(-am(V_0^1 - V)^{1/2})/N_A) \times$$

$$(\exp(qV/KT) - 1) \left[a/2 + (c/2N)^{1/2} D K_{1/3}((2/3c)M^{3/2}) I_{1/3}'((2/3c)N^{3/2}) \right.$$

$$\left. - I_{1/3}((2/3c)M^{3/2}) K_{1/3}'((2/3c)N^{3/2}) \right] \quad (2.42)$$

Iz izraza (2.42) očigledna je samo jedna stvar. Gustina struje J_n eksponencijalno raste sa mehaničkim naponom primenjenim u tački $d_E + l_p$ u odnosu na gustinu struje koja bi postojala pri istoj zavisnosti vremena života τ_n i polju $\epsilon_{\sigma n}$. Detaljna analiza (2.42) morala bi se vršiti numerički, s tim da su poznate vrednosti parametara koje ulaze u (2.42). Međutim iz (2.42) mogu se dobiti aproksimativni izrazi za granične vrednosti ovih parametara. Ovde ćemo dati dva aproksimativna izraza, koja uračunavaju zavisnost vremena života od koordinate, dok će treći aproksimativni izraz biti dat pri analizi uticaja lokalizovane deformacije na karakteristike planarnih dioda i tranzistora.

Pod pretpostavkom da je razlika

$$(2/3c)(N^{3/2} - M^{3/2}) \ll 1$$

što se svodi na približnu nejednakost

$$(a^2/4 + b + c(d_E + l_p))^{1/2} w \ll 1 \quad (2.43)$$

izraz (2.42) može da se uprosti razvijanjem Bessel-ovih funkcija i njihovih izvoda u red u okolini argumenta $\frac{2}{3c} N^{3/2}$. Na taj način jednostavno dobijamo

$$J_n = qD_n (n_{io}^2/N_A) (\exp(qV/KT) - 1) \exp(\alpha B/KT - a(d_E + l_p))$$

$$\times (a/2 + c/(2N) - \frac{3c N^{1/2}}{2(M^{3/2} - N^{3/2})}) \quad (2.44)$$

i razvijanjem poslednjeg člana u zagradi (pod uslovom $\frac{cw}{N} \ll 1$) daje nam

$$J_n = qD_n (n_{io}^2 / N_A) (\exp(qV/KT) - 1) \exp((\alpha B)/KT - a(d_E + l_p)) \times (a/2 - 1/w - \frac{1}{3} \frac{c^2 w^2}{|a^2/4 + b + c(d_E + l_p)|^2}) \quad (2.44')$$

Pod pretpostavkom da vreme života opada ($\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{no}} (1 + \beta B - \beta Ax)$) u relaciji (2.44') treba mesto c staviti $-c$ i $b = (1 + \beta B)/L_{no}^2$.

Iz relacije (2.44') možemo zaključiti sledeće: Kao i ranije struja eksponencijalno raste sa promenom širine zabranjene zone u tački $d_E + l_p$. Ono ima dve komponente suprotnog smera difuzionu i driftovsku koja je posledica deformacije. Uračunavanje koordinatne zavisnosti vremena života kod p-n spojeva uzanom bazom dovodi do popravke drugog reda po w .

Drugi aproksimativni izraz odnosi se na slučaj velikih generaciono rekombinacionih brzina. Tada je ispunjen uslov

$$b - cx (d_E + l_p + w) \rightarrow a^2/4 \quad (2.45)$$

Pod navedenim uslovom, ako su još i b i c veliki koristeći aproksimativne relacije³³ za Besselove funkcije

$$K_{1/3}(z) = z^{1/2} \exp(-z) \\ I_{1/3}(z) = z^{1/2} \exp(z) \quad (2.46)$$

i ranije navedenu proceduru za određivanje injektivne struje elektrona dobijamo:

$$J_n = qD_n (n_{io}^2 / N_A) (\exp(qV/KT) - 1) \exp((\alpha B)/KT - a(d_E + l_p)) \times |a/2 - (b - c(d_E + l_p))^{1/2} \operatorname{ctgh} \left| \frac{2}{3c} (N^{3/2} - M^{3/2}) \right| | \quad (2.47)$$

što se u slučaju veoma velikih vrednosti b i c svodi na

$$J_n = qD_n \left(\frac{n_{io}^2}{N_A} \right) (\exp(qV/KT) - 1) \exp\left(\frac{\alpha B}{KT} - a(d_E + l_p) \right) \times (a/2 - b - c(d_E + l_p)^{1/2}) \quad (2.47)$$

Dakle, pri velikim rekombinacionim brzinama difuziona komponenta je potpuno određena veličinama b i c . Treba primetiti, da je ova zavisnost dosta slaba, u odnosu na zavisnost koja nastaje usled promene koncentracije manjinskih nosioca.

2.4.3. Rezime

Polazeći od poznatih jednačina kontinuiteta za elektrone i šupljine i izraza za gustinu struje u kome figuriraju polja izvedena u poglavlju (1.3) dat je opšti sistem jednačina (2.25) i (2.26) za određivanje koncentracije nosioca struje u nehomogeno deformisanom poluprovodniku.

Koristeći literaturne podatke pokazano je da vreme života može veoma komplikovano da zavisi od primenjene deformacije, ali se u slučajevima visokih dopiranja i sobnih temperatura ova zavisnost uprošćava. Međutim u slučajevima, kada je potrebno odrediti generaciono-rekombinacionu brzinu (generaciono rekombinaciona struja u p-n spoju) moraju se detaljno poznavati karakteristike i ponašanje defekata pod uticajem deformacije.

Koristeći rezultate rada Y. Kande pokazano je da se pokretljivost relativno malo menja usled deformacije, jer se eksponencijalni članovi nalaze i u imeniocu i broiocu jednačine koje određuju odnos μ_{ns}/μ_{no} (jedm. (2.26), (2.27)).

Pod pretpostavkom da vreme života manjinskih nosioca linearno zavisi od koordinate, nadjen je opšti izraz za gustinu injektovane struje elektrona, pri čemu je korišćen zonalni dijagram p-n spoja u termodinamičkoj ravnoteži. Data su dva aproksimativna izraza (2.44) i (2.47) koji pokazuju da se ukupna injektivna struja sastoji od driftovane i difuzione (u izrazu (2.47) generaciono rekombinacionom) i da su ove dve struje suprotnih smerova. Oba izraza imaju eksponencijalnu zavisnost od mehaničkog napona u ravni $d_E + l_p$.

3. UTICAJ DEFORMACIJE NA NEKE KARAKTERISTIKE POLUPROVODNIČKIH ELEMENATA

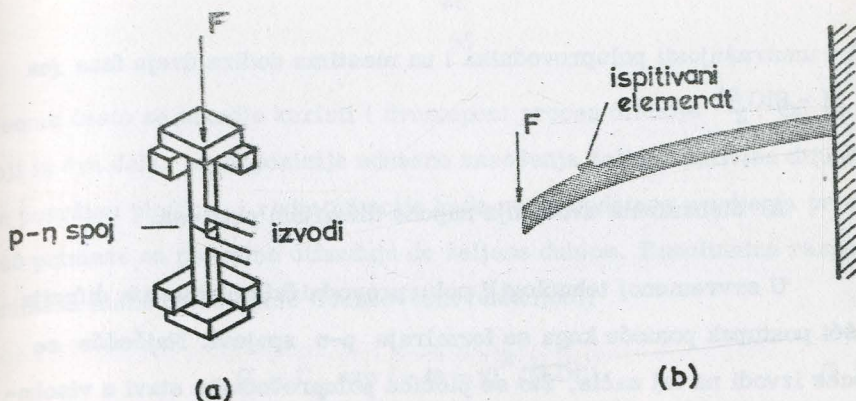
3.1. Vrste deformacije

Po poreklu mehaničke napone u poluprovodničkim strukturama možemo da podelimo u dve velike grupe. U prvu grupu spadaju naponi izazvani spoljašnjim delovanjem (primenom sile), a u drugu grupu oni naponi koji nastaju u toku različitih tehnoloških procesa izrade elemenata (difuzija, oksidacija itd.).

3.1.1. Naponi izazvani spoljašnjim delovanjem

Ispitivanje uticaja deformacije na karakteristike poluprovodničkih elemenata uglavnom se vrši primenom spoljašnje sile. Najveći broj istraživanja ove vrste koristi tzv. hidrostatički napon^{3,35,36}. Eksperimentalno se ovakva naprezanja postižu potapanjem ispitivanog uzorka u tečnost koja ne pruža otpornost klizanju i primenom sile preko odgovarajućeg hidrauličnog sistema³⁶.

Druga vrsta napona koje se koriste za ispitivanje uticaja deformacije na karakteristike poluprovodničkih elemenata je primena jednoosnih napona^{22,24,37,38}. Čista naprezanja ove vrste eksperimentalno se veoma teško postižu. Međutim, naprezanja sasvim bliska čistim mogu se postići na dva načina. Prvi je jednostavna kompresija ili istezanje duž određenog pravca, a drugi je uvijanje tankih poluprovodničkih pločica u kojima postoje elementi, kao što je prikazano na sl. 10, (b).



Sl. 10. Eksperimentalni način formiranja skoro homogenih jednoosnih mehaničkih napona

Mi ćemo najveću pažnju obratiti na tzv. nehomogena naprezanja, kod kojih je nehomogenost izrazita samo u jednom pravcu. Takva naprezanja se obično postižu primenom lokalizovane ili Rindner-ove deformacije³⁹ Rindner je lokalizovanu deformaciju izazivao primenom sile preko igle od veoma čvrstog materijala. Raspodela mehaničkog napona u tom slučaju je veoma komplikovana⁹ naročito ako se uzme u obzir činjenica da poluprovodnici germanijum i silicijum nisu izotropni u pogledu mehaničkih svojstva. Pa ipak, pokazuje se, da se postiže dobra saglasnost između teorije i eksperimenata¹⁹ ako se pretpostavi da je i u tom slučaju napon jednoosan ali nehomogen duž jedne koordinate.

3.1.2. Indukovanje mehaničkih napona u toku tehnoloških procesa

Dva osnovna procesa moderne tehnologije poluprovodničkih elemenata i integralnih kola su svakako difuzija primesa i oksidacija. Oba procesa se odigravaju na visokim temperaturama ($900 - 1250^{\circ}\text{C}$). Najnovija istraživanja⁴⁰⁻⁴⁵ pokazuju da su ovi procesi praćeni pojavom mehaničkih

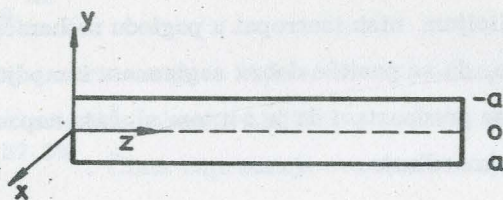
napona i u unutrašnjosti poluprovodnika i na mestima dodira dveju faza (na primer $\text{Si} - \text{SiO}_2$).

A. Mehanizam uvođenja napona difuzijom primesa.

U savremenoj tehnologiji poluprovodničkih elemenata difuzija je najčešći postupak pomoću koga se formiraju p-n spojevi. Najčešće se ovaj proces izvodi na taj način, što se pločica poluprovodnika stavi u visokotemperaturnu zonu (oko 1100°C) u prisustvu para difundanta. Pločica monokristala silicijuma ima debljinu od $110\text{--}500\ \mu\text{m}$ a radijus je reda $1\text{--}3\text{ cm}$. Na pogodan način, može se održavati konstantna koncentracija difundanta na površini pločice i u tom slučaju raspodela difundanta može da se opiše komponentarnom funkcijom greške ⁴⁶

$$C = C_s \operatorname{erfc}((a - y)/(2\sqrt{Dt})) \quad (3.1A)$$

gde je C koncentracija primesa u koordinati y , u trenutku t , C_s površinska koncentracija, D - difuziona konstanta, a a i y su prikazani na sl.11.



Sl. 11. Šematski dijagram poprečnog preseka pločice čije su površine na $y = a$ i $y = -a$

Veoma često se takodje koristi i dvostepeni proces difuzije ⁴⁶. On se sastoji iz dva dela; predepozicije odnosno nanošenja željene količine difundanta na površinu pločice, i redistribucije kada nema dodatnog uvođenja primesa, već primese sa površine difunduju do željene dubine. Rezultantna raspodela primesa može da se opiše Gousso-vom funkcijom:

$$C = C_s \exp \left(- (a - y)^2 / (4 Dt) \right) \quad (3.2A)$$

Prema Prussin-u ⁴⁰ deformacije prouzrokovane koncentracionim gradijentima su slične onima koje izazivaju temperaturni gradijent. Za koncentracione gradijente deformacija rešetke, e , pri koncentraciji primese C data je sa

$$e_1 = - \beta C \quad (3.3A)$$

gde je e_1 kao i ranije komponenta tenzora deformacije ϵ_{xx} , a β kontrakcioni koeficijent rešetke. Pod pretpostavkom da koncentracija primesa ne zavisi od x i z koordinate dobijaju se sledeći izrazi za mehaničke napone koji nastaju usled difuzije primesa ⁴⁰:

$$\begin{aligned} \sigma_x = \sigma_1 = \sigma_3 = & \left(\beta CY / (1 - \nu) \right) - \left[(\beta Y) / (2a (1 - \nu)) \right] \int_{-a}^a C dy \\ & - \left[(3 \beta Yy) / (2a^3 (1 - \nu)) \right] \int_{-a}^a Cy dy \end{aligned} \quad (3.4A)$$

Y je Youngov - modul i ν Poisson-ov odnos. Nas posebno interesuje relativno plitke difuzije (do $10 \mu m$). U tom slučaju (3.4) može da se aproksimira sa

$$\sigma_x = (\beta CY) / (1 - \nu) \quad (3.5A)$$

gde C može biti dato jedn. (3.1A), (3.2A) ili nekom drugom što zavisi od tipa difuzije.

Mehanizam uvođenja mehaničkog napona prilikom difuzije supstitucionih primesa objašnjava se činjenicom da je jonski radijus dopan-
ta različit od kovalentnog radijusa silicijuma^{40,41}. Veličina ovog napona
zavisi od odnosa ovih radijusa^{40,41,42,47,48}. Mera deformacije rešetke
je ranije pomenuti kontrakcioni koeficijent β . Postoje tri empirijske for-
mule za ovaj koeficijent Lawrence⁴⁰ je dao

$$\beta_L = \frac{1}{N} (1 - (R_{pr}/R_{si})^3) \quad (3.6A)$$

gde je N atomska gustina silicijuma (5×10^{22} atoma/cm³), R_{pr} - veličina
jonskog radijusa primesa dok je R_{si} kovalentni radijus silicijuma (1,1Å).
Yagi⁴⁷ smatra da je $\beta_Y = \beta_L/3$ i najzad Wolley⁴⁸ sa saradnicima
predpostavlja da je

$$\beta_W = \frac{1}{N} (1 - \frac{R_{pr}}{R_{si}}) \quad (3.7A)$$

Tabela VI

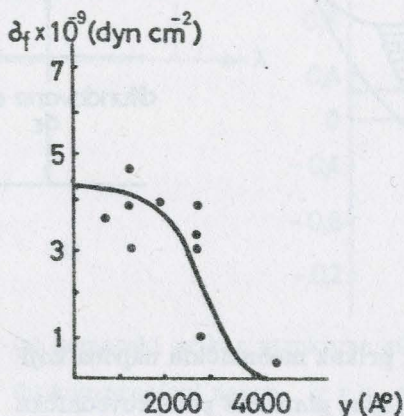
Jonski radijusi kontrakcioni koeficijenti β_L , β_Y i β_W i granična
rastvorljivost primesa na 1200°C, za sedam dopanata

Prime- sa	Jonski ra- dijus Å	β_L cm ³	β_Y cm ³	β_W cm ³	Granično C, cm ⁻³
P ⁺	1,07	$4,7 \cdot 10^{-24}$	$1,57 \cdot 10^{-24}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$	$1,3 \cdot 10^{21}$
S _b	1,36	$-11,6 \cdot 10^{-24}$	$-3,88 \cdot 10^{-24}$	$-3,8 \cdot 10^{-24}$	$5,8 \cdot 10^{19}$
G _a ⁻	1,27	$-5,6 \cdot 10^{-24}$	$1,86 \cdot 10^{-24}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$	$4 \cdot 10^{19}$
A _s ⁺	1,17	0	0	0	$1,7 \cdot 10^{21}$
A _l ⁻	1,29	$-6,8 \cdot 10^{-24}$	$2,26 \cdot 10^{-24}$	$-2 \cdot 10^{-24}$	$2,0 \cdot 10^{19}$
B ⁻	0,98	$8,2 \cdot 10^{-14}$	$2,73 \cdot 10^{-24}$	$2,4 \cdot 10^{-24}$	$5 \cdot 10^{20}$
S _n	1,40	$14,0 \cdot 10^{-24}$	$4,6 \cdot 10^{-24}$	$4 \cdot 10^{-24}$	-

* Lawrence⁴⁰ je pogrešno izračunao ovu vrednost, kao $3,8 \cdot 10^{-24}$

Eksperimentalno izmerene vrednosti variraju slično kao i vrednosti date u tabeli VI. Međutim, najnovija rendgenska merenja^{42, 47, 48} promene konstante rešetke Si za bor i fosfor daju za β vrednosti koje se dobro slažu sa vrednostima β_Y i β_W datim u tabeli VI (izuzev vrednosti β za fosfor za koju je Cohen⁴² našao veoma malu vrednost $7,2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$). Koristeći formulu (3.5A) i vrednosti za konstante elastičnosti date u tabeli III možemo odrediti napone koji nastaju kao posledica ovog efekta.

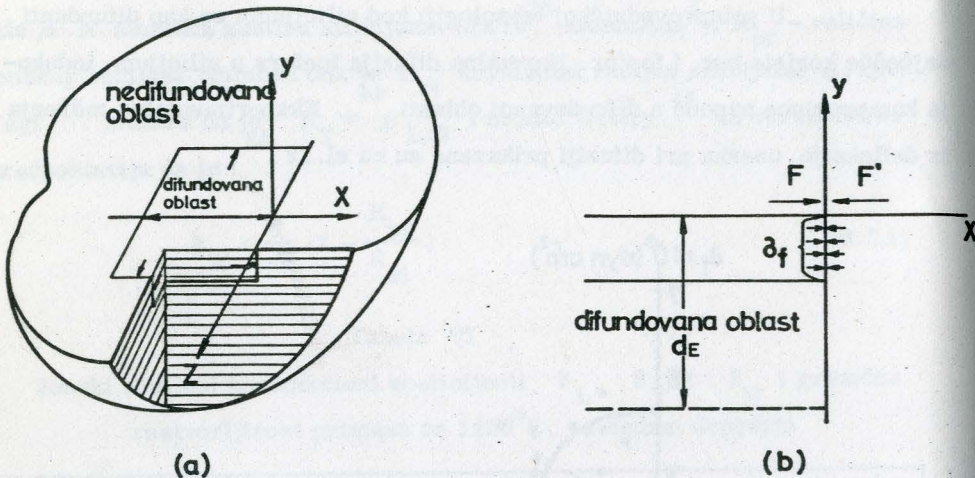
U poluprovodničkoj tehnologiji kod silicijuma se kao difundanti najčešće koriste bor i fosfor. Normalna difuzija fosfora u silicijum indukuje kompresione napone u difundovanoj oblasti⁴⁴. Eksperimentalna merenja iz defleksije uzorka pri difuziji prikazana su na sl.12⁴³



Sl. 12. Izmerene vrednosti napona u funkciji dubine⁴³ u uzorku u koji je difundovan fosfor (difuzija po površini celog uzorka) nešto manje vrednosti mehaničkog napona dobijaju se i pri difuziji bora (oko $1,5 \times 10^9 \text{ dyn /cm}^2$)

Da bi se formirali poluprovodnički elementi u planarnoj tehnologiji vrši se tzv. selektivna difuzija primesa⁴⁶

Eksperimentalno je ustanovljeno da se na mestima gde se dodiruju difundovana i nedifundovana oblast pojavljuju i kod fosfora i kod bora tenzioni naponi što se poklapa sa činjenicom da su jonski radijusi fosfora i bora manji od kovalentnog radijusa Si. Medjutim, pod izvesnim uslovima difuzioni proces kod fosfora može da dovede i do kompresionih napona po ivicama difundovanih oblasti ⁴³. Na sl. 13 a) i b) šematski je prikazana pojava ovih napona kod jedne planarne strukture.



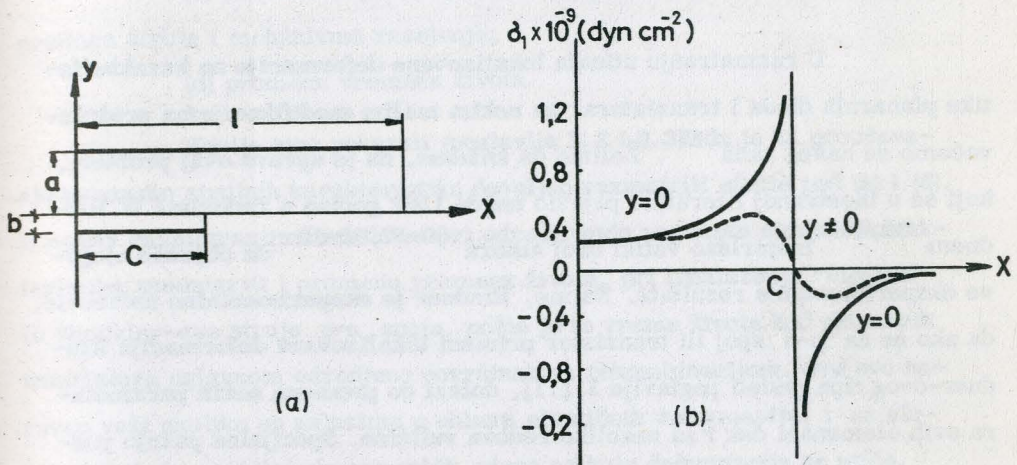
Sl. 13. (a) šematski prikaz mehaničkih napona koji nastaju kod jedne planarne poluprovodničke strukture, (b) poprečni presek po ravni $z = 0$ ⁴³

B. Mehanizam uvođenja mehaničkih napona termičkom oksidacijom.

Proces oksidacije u planarnoj tehnologiji obično se izvodi pod sličnim temperaturnim uslovima kao i difuzija, samo bez prisustva primesa, u oksidacionoj atmosferi. Eksperimentalno je ustanovljeno ⁴⁴ da su

naponi u ovako dobijenom oksidnom filmu kompresioni⁴⁴. Smatra se da je najverovatniji uzrok napona u oksidnom sloju razlika termičkih koeficijenata širenja silicijuma i silicijum-dioksida, mada ovi naponi mogu nastati usled sopstvenih napona koji nastaju u SiO_2 sloju za vreme termičke obrade, nepodešenosti rešetke na međupovršini $\text{Si} - \text{SiO}_2$ itd.

Naročito veliki mehanički naponi indukuju se u blizini ivica izolatorskog sloja u kristalu Si i mogu da dostignu vrednost od 10^9 dyn/cm^2 ⁴⁵. Na sl. 14, a) i b) prikazan je model i teorijski izračunata raspodela mehaničkog napona σ_1 za sistem $\text{Si} - \text{SiO}_2$ (uzeto iz ref. (45)).



Sl. 14. (a) šematski prikaz strukture silicijum-izolator
(b) kompresioni napon $\sigma_x = \sigma_1$ sa oksidom prekriven silicijumski kristal.

Prirodno, da u ovakvoj strukturi postoje i druge komponente tenzora napona koje su istog reda veličine kao i prikazani na sl. 14 (b).

Kako se difuzija primesa u planarnoj tehnologiji skoro uvek vrši selektivno, tj. u otvore sa kojih je skinut oksidni sloj, jasno je da ova pojava prati izradu svih elemenata integralnih kola.

U zaključku možemo reći da se veoma intenzivni mehanički naponi pojavljuju u oblastima gde se susreću kompresioni i tenzioni naponi ili obrnuto. U tim oblastima veličina mehaničkog napona može da predje vrednost od 10^{10} dyn/cm²

3.2. Uticaj lokalizovane deformacije na pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom

3.2.1. Postavljanje problema

U razmatranju uticaja lokalizovane deformacije na karakteristike planarnih dioda i tranzistora, sa nekim malim modifikacijama pridržaćemo se našeg rada¹⁹. Želimo da kažemo, da je upravo ovaj problem, koji se u inostranoj literaturi pojavio negde 1962 godine u radovima W. Rindnera^{39,40} inspirisao veliki broj autora^{50-57,60-62} da objasne njegove eksperimentalne rezultate. Naime, Rindner je eksperimentalno ustanovio, da ako se na p-n spoj ili tranzistor primeni lokalizovana deformacija Rindner-ovog tipa (videti poglavlje 3.1.1), dolazi do promena nekih parametara ovih elemenata čak i za nekoliko redova veličine. Specijalna pažnja posvećena je činjenici da se pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom jako menja kada se on podvrgne lokalizovanoj deformaciji^{5,39,61,62}. Sa praktične strane ovaj efekat je našao široku primenu u konstrukciji pretvarača pritiska^{54,58,59}.

U objašnjavanju ovog efekta generalno je prihvaćen Wortman, Hauser Burger-ov (W.H.B) model^{50,51,54} deformacionog potencijala^{55-57,19,29,60}. Činjenicu da će nehomogena deformacija da uvede dodatna polja (poglavlje 1.3) bila je uglavnom zanemarivana, izuzev delimično u radovima K. Bulthuisa⁵⁵⁻⁵⁷ koji se sa druge strane, nije bavio problemima promene strujnog pojačanja usled primene sile. Osim toga, njegova razmatranja promena diodnih karakteristika, ne bi dala fizički adekvatnu

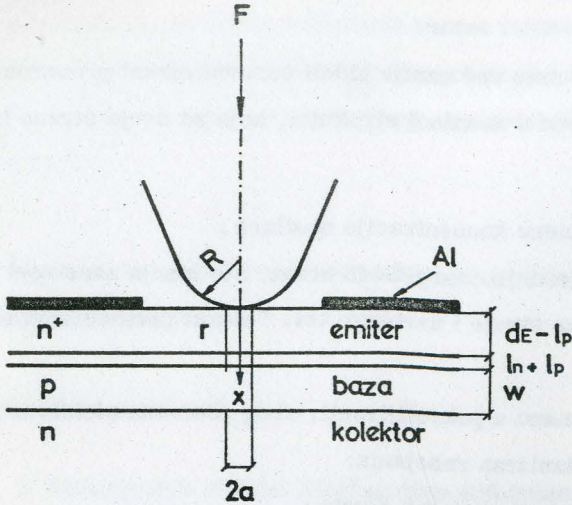
sliku procesa, pošto on nije uočio činjenicu da su polja u emiteru i bazi suprotnog tipa.

Kao što smo već ranije videli osnovni efekat prouzrokovan deformacijom je promena u zonalnoj strukturi, koja sa svoje strane ima sledeće posledice:

- (a) promenu koncentracije nosilaca ;
- (b) pomeranje energetskih nivoa, što menja zauzetost tih nivoa od strane nosilaca struje i uzrokuje tzv. "efekat premeštanja elektrona";
- (c) promenu u pokretljivosti, zbog promena efektivne mase nosilaca struje i mehanizma rasejanja;
- (d) promenu vremena života.

Ranije smo pokazali (poglavlja 2.2 i 2.3) da je za proučavanja naponsko strujnih karakteristika dovoljno razmotriti efekte pod (a) i (d). U našim razmatranjima mi ćemo pri određivanju naponsko strujnih karakteristika zanemariti i promenu vremena života, pri iznalaženju "idealne" ili Shockley-eve struje p-n spoja, pošto je to vreme života kod planarnih tranzistora uglavnom određeno površinskom rekombinacijom. Sve ovo naravno važi ukoliko se nalazimo u oblasti elastičnih deformacija, i za slučaj plitkih donarskih i akueptorskih nivoa na koje deformacija ne utiče.

Prvo ćemo razmotriti model raspodele napona kada se na poluprovodnik primeni lokalizovana deformacija iglom od veoma čvrstog materijala (dijamant, safir, korund). Na sl. 15 šematski je prikazan način ostvarivanja lokalizovane deformacije i date oznake za neke karakteristične veličine.



Sl. 15. Način ostvarivanja lokalizovane deformacije kod planarnog tranzistora ¹⁹

Distribucija mehaničkog napona u poluprovodniku za ovakav slučaj je vrlo složena funkcija primenjene sile, radijusa krivine igle i mehaničkih svojstava materijala igle i poluprovodnika, (čak i ako se ne uzme u obzir anizotropija njihovih elastičnih svojstava). Da bi se odredila ova funkcionalna zavisnost, može se posmatrati slučaj dveju sfera koje se uzajamno pritiskuju silom F , pri čemu se u konačne izraze stavlja da poluprečnik jedne sfere teži beskonačnosti ^{63,64}

Za vrlo male vrednosti x ova funkcija može da se aproksimira sa ^{53,56}

$$\sigma(x, r) = \sigma(0, 0) \frac{a(a^2 - r^2)^{1/2}}{a^2 + x^2} \quad (3.1B)$$

gde su x i r cilindrične koordinate, dok $\sigma(0,0)$ i a faktori koji zavise od materijala igle i sile F što se može videti iz relacije koje ih određuju

$$a = \left[(3/4) \left((1 - \nu_1^2)/Y_1 + (1 - \nu_2^2)/Y_2 \right) \cdot FR \right]^{1/3} \quad (3.2)$$

$$\sigma(0,0) = 3F/2 \pi a^2 \quad (3.3)$$

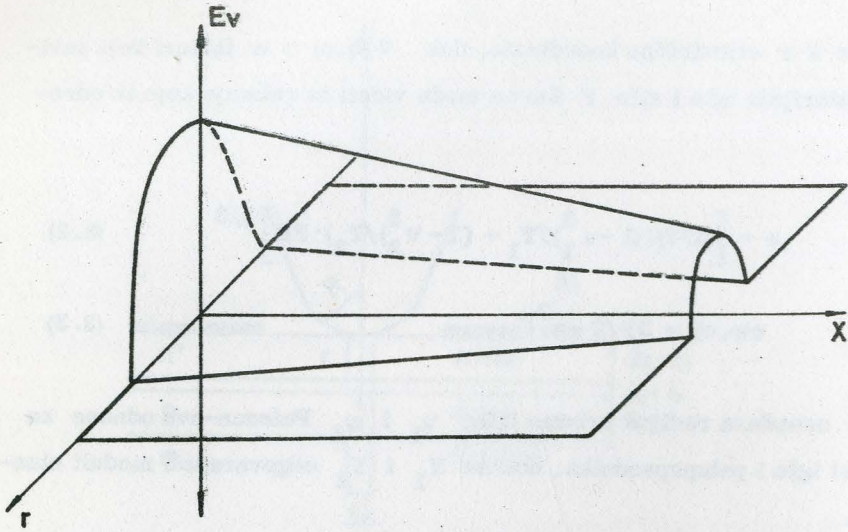
Ovde R označava radijus krivine igle, ν_1 i ν_2 Poisson-ove odnose za materijal igle i poluprvođenika, dok su Y_1 i Y_2 odgovarajući moduli elastičnosti.

3.2.2. Idealna struja diode

Čak i za ovako pojednostavljenu raspodelu napona, trebalo bi pri određivanju injektovanih struja elektrona i šupljina koristiti jednačine (2.3) i (2.4) odnosno (2.5) i (2.6), pošto raspodela napona nije funkcija samo jedne koordinate. Ovo sa svoje strane dovodi do veoma kompleksnih promena u zonalnom dijagramu p-n spoja i pojave komponenata gustine struje i u radijalnom smeru (duž r na sl.15). Ilustracija izgleda zonalnog dijagrama n i p - oblasti kada se $n^+ - p$ spoj podvrgne deformaciji tipa (3.1) data je na sl. 16. Treba reći, da ovde predpostavljamo dovoljno visoka dopiranja, pa je za n^+ -tip promena samo kod valentne, a za p-tip kod provodne zone.

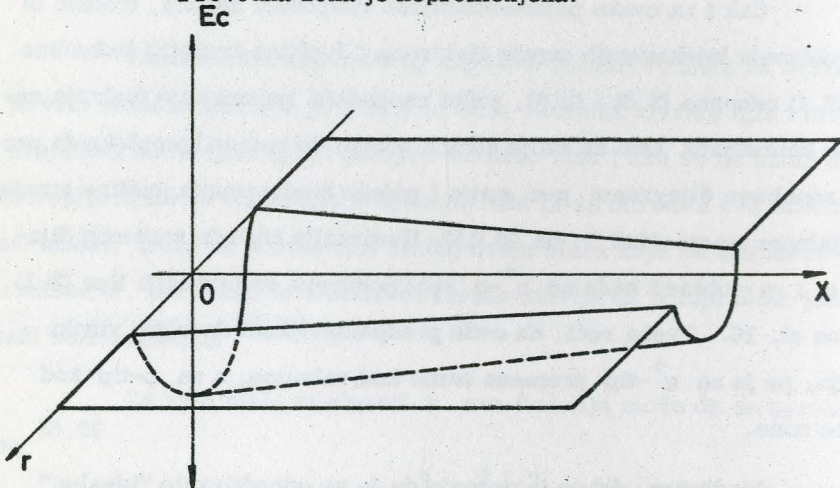
Medjutim, dobro je poznato da je za određivanje "idealne" struje p-n spoja najvažnije poznavanje izgleda energetskih zona na granicama osiromašenog sloja. Ovo nam dozvoljava da razvijemo funkciju

$\sigma(x, r)$ čiji je izvod proporcionalan jačini polja \mathcal{E}_n u okolini metalurškog prelaza emitterskog p-n spoja d_E .



Sl. 16. (a) Izgled valentne zone u n^+ tipu kada se na poluprovodnik primeni deformacija Rindner-ovog tipa.

Provodna zona je nepromenjena.



(b) Izgled provodne zone E_c u p-tipu poluprovodnika kada se na njega primeni deformacija Rindner-ovog tipa. Valentna zona u tom slučaju ostaje nepromenjena.

$$\sigma(x, r) = \sigma(o, r) \left[1 + 3(d_E/a)^2 - 2d_E x/a^2 \right] / (1 + d_E^2/a^2)^2 \quad (3.4)$$

Imajući u vidu napred rečeno o vremenu života nosilaca i njegovim promenama usled deformacije, jednačina kontinuiteta za određivanje koncentracije elektrona (poglavlje 2.4.1 jedn. (2.33) postaje:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{1}{L_\sigma} \frac{dn}{dx} - \frac{n - n_{\sigma o}}{L_n^2} = 0 \quad (3.5)$$

gde je

$$1/L_\sigma = \frac{6\alpha F(1-r^2/a^2)^{1/2} d_E}{2 KT(a^2 + d_E^2)^2} = \frac{(1-r^2/a^2)^{1/2}}{L_{\sigma o}} \quad (3.6)$$

gde smo sa α označili koeficijent promene energetskog procepa (poglavlje 2.4.1)

$$\alpha = \partial E_g / \partial \sigma \quad (3.7)$$

Rešenje jednačine (3.5) sa graničnim uslovima (videti sl. 9 ln i lp zanemareni)

$$n(d_E) = n_{\sigma o}(d_E) \exp(qV_E/KT) \quad (3.8)$$

$$n(d_E + W) = n_{\sigma o}(d_E + W)$$

$$n_{\sigma o} = n_o \exp(\Delta E_g(r, x)/KT) = (n_{io}^2/N_A) \exp(\Delta E_g(r, x)/KT)$$

ima sledeći opšti oblik (r je parametar):

$$n_\sigma - n_{\sigma o} = n_o \exp(\Delta E_g(d_E, r)/KT) (\exp(qV_E/KT) - 1) \cdot f(m_1, m_2, x) \quad (3.9)$$

$$f = \frac{\exp(m_1 x + m_2 (d_E + W)) + \exp(m_2 x + m_1 (d_E + W))}{\exp((m_1 + m_2) d_E) (\exp(m_2 W) - \exp(m_1 W))} \quad (3.10)$$

$$m_{1/2} = -1/2 L_\sigma \pm (1/4 L_\sigma^2 + 1/L_n^2)^{1/2} \quad (3.11)$$

Koristeći jednačine (2.3) i (2.4) i (3.10) dobija se sledeći izraz za gustinu struje elektrona (ista procedura je i kod određivanja struje šupljina):

$$J_n = \frac{J_{no}}{\operatorname{ctgh}(W/L_n)} \exp(\Delta E_g(d_E, r)/KT) \times \left[(L_n^2/4L_\sigma^2 + 1)^{1/2} \operatorname{ctgh}((L_n^2/4L_\sigma^2 + 1)^{1/2} (W/L_n)) - L_n/2L_\sigma \right] \quad (3.12)$$

$$J_p = \frac{J_{po}}{\operatorname{ctgh}(d_E/L_p)} \exp(\Delta E_g(d_E, r)/KT) \times \left[(L_p^2/4L_\sigma^2 + 1)^{1/2} \operatorname{ctgh}((L_p^2/4L_\sigma^2 + 1)^{1/2} (d_E/L_p)) + L_p/2L_\sigma \right] \quad (3.13)$$

gde je

$$\Delta E_g(d_E, r) = \alpha \sigma(o, r) / (1 + d_E^2/a^2) \quad (3.14)$$

J_{no} i J_{po} su konvencionalni izrazi za gustinu struje elektrona i šupljine, kada p-n spoj nije podvrgnut deformaciji.

Da bi našli izraze za struje elektrona i šupljina u napregnutoj oblasti moraju se odrediti sledeći integrali:

$$I_n = 2\pi \int_0^a J_{n\sigma} r dr \quad (3.15a)$$

$$I_{p\sigma} = 2\pi \int_0^a J_{p\sigma} r dr \quad (3.15b)$$

Pomoću činjenice da je u praksi $W/L_n \ll 1$ i $d_E/L_p \ll 1$ dobijaju se opšti izrazi za struje u napregutoj oblasti:

$$I_{n\sigma} = 4 \pi a^2 J_{no} \left(T_W \frac{L_{\sigma o}^2}{W^2} - \frac{d_E^2}{2(a^2 + d_E^2)} \frac{\exp(s)(s^2 - 2s - 2) - 2}{s^2} \right) \quad (3.16)$$

$$I_{p\sigma} = 4 \pi a^2 J_{po} \left(T_{dE} \frac{L_{\sigma o}^2}{W^2} + \frac{d_E^2}{2(a^2 + d_E^2)} \frac{\exp(s)(s^2 - 2s - 2) - 2}{s^2} \right)$$

$$T_W = \int_{W/L_n}^{\frac{W}{2L_{\sigma o}} (1 + 4L_{\sigma o}^2/L_n^2)^{1/2}} U^2 \exp \left(\frac{2sL_{\sigma o}}{W} \left(U^2 - \frac{W^2}{L_n^2} \right)^{1/2} \right) \text{ctgh} U \, dU \quad (3.17)$$

$$U = \frac{W}{2L_{\sigma o}} \left((1 - r^2/a^2) + (2L_{\sigma o}/L_n)^2 \right)^{1/2} \quad (3.18)$$

$$s = 3 \alpha F / 2 \pi K T (a^2 + d_E^2) \quad (3.19)$$

dok je T_{dE} integral istog oblika kao (3.17) sa W i L_n zamenjenim sa d_E i L_p respektivno.

Aproksimativni izrazi mogu da se dobiju pod pretpostavkom da je U veliko, što odgovara velikim silama. Nivo sila za koje možemo smatrati da je U dovoljno veliko odgovara vrednostima F za koje još efekti uticaja pritiska na nosioce nisu značajni. Na taj način, ove približne formule praktično važe za ceo opseg sila koje su od interesa za efekat. Tako se dobija

$$I_{p\sigma} = 4 \pi a^2 J_{po} \frac{d_E^2}{a^2 + d_E^2} \frac{(s^2 - 2s - 2)\exp(s) - 2}{s^2} \quad (3.20)$$

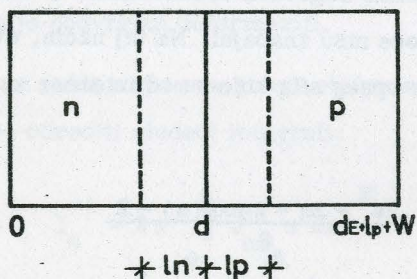
$$I_{n\sigma} = \pi a^2 J_{no} \frac{(a^2 + d_E^2)W}{L_n^2 d_E} \frac{\exp(s) - 1}{s^2} \quad (3.21)$$

Numerički se lako pokazuje da je za dovoljno velike sile (uobičajene praktične vrednosti $((10^{10} - 10^{11}) \text{ dyn})$ i male dubine p-n spoja struja $I_{p\sigma} > I_{n\sigma}$, što znači da koeficijent injekcije u napregnutoj oblasti p-n spoja naglo opada. Ovde je osnovno primetiti da naš rezultat, za razliku od rezultata koliko je nama do sada poznato svih autora koji su se bavili ovom problematikom 50-62, pokazuje da se diodna struja ne može računati samo kao struja injektovanih elektrona (to je činjeno na primer u svim radovima K. Bulthuis-a 55-57, pošto je ovde pokazano da struja šupljina naglo raste i da je pri velikim silama (iznad 10^{10} dyn/cm^2) ona predominantna.

3.2.3. Generaciono rekombinaciona struja

Da bi dobili zavisnost generaciono-rekombinacione struje od sile i ostalih parametara koristićemo kao Wortman i Hauser⁵ Shockley-Hall-Read-ovu teoriju za generaciono rekombinacioni proces.

Poznato je da se ukupna struja diode sastaje od "idealne" ili injektovane struje koja je određena Shockley-evom teorijom⁶⁵ i generaciono rekombinacione struje C. Sah-a - R. Noyce - W Shockley⁶⁶. Na sl.17 prikazan je model za koji se određuje ukupna struja.



Sl. 17. Generaciono rekombinacioni model p-n spoja

Za jednodimenzioni model, videli smo da važe jednačine kontinuiteta u obliku

$$dJ_p/dx + qU = 0 \quad (3.22)$$

$$dJ_n/dx - qU = 0 \quad (3.23)$$

Integracija jednačina (3.23) i (3.24) preko oblasti prostornog naelektrisanja daje:

$$J_p(d_E - l_n) = J_p(d_E + l_p) + q \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} U dx \quad (3.24)$$

$$J_n(d_E + l_p) = J_n(d_E - l_n) - q \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} U dx \quad (3.25)$$

Ukupna gustina struje dobija se sabiranjem gustine struje šupljina i elektro-
na u nekoj tački x (van oblasti prostornog naelektrisanja) na primer u tački

$$J = J_n(d_E - l_n) + J_p(d_E - l_n) = J_p(d_E - l_n) + J_n(d_E + l_p) + q \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} U dx \quad (3.26)$$

što daje

$$J = J_i + J_{GR} \quad (3.26')$$

Prema tome, za određivanje generaciono rekombinacione struje potrebno je poznavati veličine U . Mi smo već ranije videli, da se ako u p - n spoju postoji jedan energetski nivo defekata u zabranjenoj zoni, stacionarna generaciono-rekombinaciona brzina U može odrediti prema

$$U = \frac{pn - n_1^2}{\tau_{no}(p + p_1) + \tau_{po}(n + n_1)} \quad (3.27)$$

gde je značenje oznaka dato ranije (poglavlje 2.2).

Ovde je potrebno napomenuti da je u prethodnom razmatranju uticaja deformacije na idealnu struju zanemarena činjenica da granični uslov (3.8) važi ustvari za koordinatu $d_E + l_p$. To bi dovelo do promena i u konačnim izrazima za gustinu struje elektrona. Isti je slučaj i sa graničnim uslovom za šupljine koji bi trebalo pisati za $d_E - l_n$. Sve rečeno, može se uzeti u obzir jednostavnim stavljanjem u konačne izraze (3.20) i (3.21) $d_E - l_n$ umesto d_E i $d_E + l_p$ umesto d_E respektivno. Pri tom ponovo treba imati na umu da su l_p i l_n funkcije napona.

Dakle za J_{GR} iz (3.27) imamo

$$J_{GR} = q (\exp(qV_E/KT) - 1)$$

$$x \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} \frac{n_1^2}{\tau_{po}(n + n_1) + \tau_{no}(p + p_1)} dx \quad (3.28)$$

U opštem slučaju određivanje integrala (3.28) je veoma komplikovano, pošto je za poznavanje n i p potrebna raspodela elektrostatičkog potencijala $\Psi(x)$ u osiromašenom sloju. Veoma dobra procena dobija se nalaženjem minimalne vrednosti izraza

$$f(V) = \tau_{po}(n + n_1) + \tau_{no}(p + p_1) \quad (3.29)$$

u funkciji napona V i integracijom izraza (3.28), kada se umesto $f(V)$ stavi \min 67,68. Na taj način za J_{GR} se dobija sledeći približni izraz:

$$J_{GR} = q (\exp(qV/KT) - 1)$$

$$x \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} \frac{n_i^2 dx}{\tau_{no} p_1 + \tau_{po} n_1 + (\tau_{no} + \tau_{po}) \exp(qV_E/2KT)} \quad (3.30)$$

U slučaju da nije primenjena deformacija svi članovi pod integralom su konstantni. Isti je slučaj i sa primenom homogene jednoosne deformacije. Međutim, u slučaju nehomogene deformacije, n_1 , p_1 i n_1 postaju eksponencijalne f - je deformacije, dok su τ_{no} i τ_{po} linearne. Ponovo, u opštem slučaju izraz (3.30) ne može da se analitički integrirati. Razmotrićemo tri specijalna slučaja.

(a) Veći direktni naponi ($n \gg n_1$, $p \gg p_1$)

U ovom slučaju

$$J_{GR} = q \exp(qV_E/KT) \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} \frac{n_i^2}{\tau_{po} p + \tau_{no} n} dx \quad (3.31)$$

Pošto je u ovom slučaju

$$p = n = n_i e^{qV_E/2KT} \quad (3.32)$$

$$J_{GR} = q \exp(qV_E/2KT) \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} \frac{n_i^2}{\tau_{po} + \tau_{no}} dx \quad (3.33)$$

Pod pretpostavkom da radimo u oblasti reverzibilnih deformacija tj. da su τ_{po} i τ_{no} skoro konstantni, za gustinu direktne generacione rekombinacione struje dobijamo sasvim približan izraz

$$J_{GR} = J_{GR} \exp(\Delta E_g(d_E, r)/2KT) \times \left[L_v / (l_p + l_n) \right] (\exp(l_p/L_\sigma) - \exp(-l_n/L_\sigma)) \quad (3.34)$$

U izrazu (3.34) J_{GR} je generaciono rekombinaciona struja kada nije primenjena mehanička deformacija

$$J_{GR0} = \frac{q n_{io} (l_n + l_p)}{\tau_{po} + \tau_{no}} e^{-\frac{q V_E}{2KT}} \quad (3.35)$$

Integracija relacije (3.34)

$$I_{GR} = \int_0^s J_{GR} \cdot 2\pi r dr \quad (3.36)$$

daje sledeći izraz za ovaj slučaj

$$I_{GR} = 4\pi a^2 \cdot J_{GR0} \left[\frac{(s-2)e^{\frac{s}{2}} + 2}{s^2} \right] \quad (3.37)$$

pri čemu smo smatrali da je l_p/L_σ i $l_n/L_\sigma \ll 1$, što je ispunjeno za veće direktne napone. Time je izgubljena dodatna naponska zavisnost J_{GR} , koja je u (3.34) očigledna.

(b) Pri manjim direktnim naponima $p \ll n_1$, $n \ll n_1$ pa se opšta relacija (3.28) svodi na

$$J_{GR} = q(e^{\frac{qV_E}{KT}} - 1) \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} \frac{n_i}{\tau_{po} e^{\frac{E_t - E_i}{KT}} + \tau_{no} e^{-\frac{E_t - E_i}{KT}}} dx \quad (3.38)$$

Medjutim, ovde je i $\frac{E_t - E_i}{KT}$ funkcija deformacije, odnosno napona, stim da kao što je rečeno u poglavlju o uticaju deformacije na nivoe defekata ovde može doći i do cepanja i pomeranja nivoa E_t . Nažalost, veoma malo informacija ima o tome na koji način se menja E_t . U slučaju da deformacija dovodi samo do pomeranja nivoa E_t

$$E_t = E_{to} + \xi \sigma \quad (3.39)$$

(3.38) može da se integrali analitički jedino u jednostavnijim slučajevima na primer

$$\tau_{po} \exp((E_t - E_i)/KT) \gg \tau_{no} \exp(-(E_t - E_i)/KT) \quad (3.40)$$

Ovo bi dovelo do promena u tipu zavisnosti struje od sile, i eksponencijalna zavisnost imala bi oblik

$$\exp(s(\alpha - \xi)/2\alpha) \quad (3.41)$$

(c) Sličan slučaj imamo i za oblast većih inverznih polarizacija: $n \ll n_1$, $p \ll p_1$

$$J_{GR} = -q \int_{d_E - l_n}^{d_E + l_p} \frac{n_i dx}{\tau_{po} \exp((E_t - E_i)/KT) + \tau_{no} \exp(-(E_t - E_i)/KT)} \quad (3.42)$$

gde je za tačno određivanje ove zavisnosti od deformacije potrebno tačno poznavanje varijacije parametara pod integralom u funkciji deformacije.

Normalno da bi ovde trebalo puno voditi računa o činjenici da su I_p i I_n

- je napona, pošto je širina osiromašenog sloja mnogo veća u oblasti inverznih polarizacija.

3.2.4. Pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom hFE

Najveći broj eksperimentalnih rezultata^{39, 50, 61, 62} pokazuje da strujno pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom naglo opada kada se na njega promeni lokalizovana deformacija. Fizički, ovo može lako da se kvalitativno objasni ako se koristi zonalni dijagram prikazan na sl.16. Na injektovane elektrone u p-tip (baznu oblast) deluje jedno jako kočeće, "polje" usled deformacije koja teži da smanji struju elektrona. Sa druge strane na injektovane šupljine u n^+ (emitorska oblast) deluje jedno ubrzavajuće "polje" koje teži da poveća struju šupljina.

Drugi važan efekat¹⁹ koji dovodi do smanjenja hFE je posledica činjenice da su gustine struje elektrona i šupljina vrlo visoke u napregnutoj oblasti, čak i u oblasti sila gde je smanjenje hFE u funkciji sile malo. Može se pokazati⁶⁷ da je struja elektrona injektovana u baznu oblast proporcionalno u tom slučaju sa

$$I_n \sim \exp(qV_E^*/KT) \quad (3.43)$$

gde je V_E^* funkcija F i

$$V_E^* = V_E^*(F) \leq V_E/2 \quad (3.44)$$

Sa druge strane, struja šupljina injektovana u emittersku oblast ima istu naponsku zavisnost kao i u slučaju niskih injekcija⁶⁷. Na taj način, čak kada bi bilo moguće primeniti homogenu lokalizovanu deformaciju zbog navedenog efekta, došlo bi do smanjenja h_{FE} .

Po definiciji

$$h_{FE\sigma} = I_{C\sigma} / I_{B\sigma} \quad (3.45)$$

gde su $I_{C\sigma}$ i $I_{B\sigma}$ kolektorska i bazna struja tranzistora podvrgnutog deformaciji.

Ako se zanemari rekombinacija u bazi, zbog male širine bazne oblasti izraz (3.45) može da se prepiše u sledećem obliku¹⁹

$$h_{FE} = \frac{(A_E - a^2 \pi) J_{no} + I_{n\sigma}}{(A_E - a^2 \pi)(J_{po} + J_{GRo}) + I_{p\sigma} + I_{GR\sigma}} \quad (3.46)$$

Ovde je sa A_E označena celokupna površina emitera, a veličine sa indeksom "o" se odnose na slučaj kada deformacija nije primenjena (odnosno ne pritisnuti deo tranzistora).

Zbog, dva iznad navedena efekta i naših eksperimentalnih uslova $a^2 \pi \ll A_E$, $I_{n\sigma}$ u (3.46) može da se zanemari, tako da se može dobiti sledeća aproksimativna relacija:

$$\begin{aligned} (h_{FE\sigma} / h_{FEo})^{-1} &= 1 + (\pi a^2 / A_E) \left(\frac{4 d_E^2}{a^2 + d_E^2} \right. \\ &\times (I_{po} / (I_{po} + I_{GRo})) \frac{\exp(s)(s^2 - 2s - 2) - 2}{s^2} \\ &\left. + (I_{GRo} / (I_{po} + I_{GRo})) \frac{4\exp(s/2)(s-2) + 8}{s^2} \right) \end{aligned} \quad (3.47)$$

gde su korišćene relacije (3.20), (3.37) i (3.46).

Razmotrićemo tri sledeća jednostavna slučaja

1. $I_{po\sigma} \gg I_{GRo}$ - najčešći praktični slučaj (slučaj većih direktnih napona i malih generaciono rekombinacionih struja).

Za ovaj slučaj sledeći približan izraz može da se napiše

$$h_{FE\sigma} = h_{FEo} / (1 + \frac{4 \pi a^2 d_E^2 (s^2 - 2s - 2) \exp(s)}{(a^2 + d_E^2) s^2}) \quad (3.48)$$

2. $I_{po\sigma} \approx I_{GRo}$ - srednja oblast. Ovde je

$$(h_{FE\sigma} / h_{FEo})^{-1} = 1 + \frac{\pi a^2}{A_E} \left(\frac{2 d_E^2}{a^2 + d_E^2} \frac{\exp(s)(s^2 - 2s - 2)}{s^2} + \frac{2 \exp(s)(s - 2) + 4}{s^2} \right) \quad (3.49)$$

3. $I_{GRo} \gg I_{po}$ - mali direktni naponi, veće vrednosti generaciono rekombinacione struje.

Ovaj slučaj okarakterisan je sa

$$h_{FE\sigma} = h_{FEo} / (1 + \frac{\pi a^2}{A_E} \frac{4 \exp(s/2)(s - 2) + 8}{s^2}) \quad (3.50)$$

3.2.5. Uticaj lokalizovane deformacije na probojni napon kolektor - emiter BV_{CE0}

Jedna od veoma interesantnih posledica zavisnosti pojačanja tranzistora sa uzemljenim emiterom od lokalizovane deformacije izazvane silom F je svakako zavisnost probojnog napona kolektor - emiter od sile F .

Mi smo eksperimentalno ustanovili ⁶⁹ da se BV_{CE0}^{σ} - probojni napon kolektor - emiter kada je baza otkočena i primenjena sila, menja od vrednosti BV_{CE0} do blizu vrednosti BV_{CBo} gde je BV_{CBo} probojni napon kolektor baza.

Objašnjenje ove zavisnosti sastoji se u činjenici da probojni napon BV_{CE0}^{σ} zavisi od koeficijenta injekcije emitorskog p-n spoja. Pošto se, kao što smo videli, koeficijent injekcije usled deformacije smanjuje, ovaj efekat je ekvivalentan paralelnom vezivanju šentirajućeg otpornika između emitera i baze ⁷⁰. Povećanje vrednosti primenjene sile F ekvivalentno je smanjivanju ove šentirajuće otpornosti.

Kvantitativno se ovaj efekat može opisati korišćenjem poluempijske formule ^{70, 71}

$$BV_{CE0}^{\sigma} = BV_{CBo}^{\sigma} / (h_{FE\sigma} + 1)^{1/n_{\sigma}} \quad (3.51)$$

gde je $h_{FE\sigma}$ pojačanje tranzistora sa uzemljenim emitorom, a n_{σ} empirijski faktor koji kod S_i varira od 2 do 9 ⁷¹. Naši eksperimentalni rezultati pokazuju da parametar n praktično ne zavisi od deformacije u slučajevima kada je kolektorski spoj dovoljno duboko.

Pored toga, mi možemo smatrati da su promene BV_{CBo} usled deformacije mnogo manje od promena strujnog pojačanja, mada se promena BV_{CBo} može uzeti u obzir na način

$$BV_{CBo}^{\sigma} = BV_{CBo} (1 + \alpha_v^{\sigma} (d_c, o)) \quad (3.52)$$

gde je d_c dubina kolektorskog spoja, dok je $\sigma (d_c, o)$ dato formulom (3.1) sa $x = d_c$ i $r = o$, pošto smatramo da će proboj da se desi prvo u tački gde je $\max \sigma$. Različita merenja ^{36, 72} pokazuju da je koeficijent

$$\alpha_v \sim 10^{-12} \frac{eV}{dyn}.$$

Na taj način, jedna aproksimativna formula, koja se dosta dobro slaže sa eksperimentima ima oblik

$$BV_{CEo}^{\sigma} = BV_{CBo} / (h_{FE\sigma} + 1)^{1/n} \quad (3.53)$$

gde je $h_{FE\sigma}$ dato izrazom (3.47).

Cela teorija važi samo za slučaj kada dolazi do lavinskog proboja. Slučajeve kada prvo dolazi do proboja prodiranjem (punch-through) nismo ispitivali i navedena teorija za njih ne važi.

3.2.6. Eksperimentalni rezultati i poredjenje sa teorijom

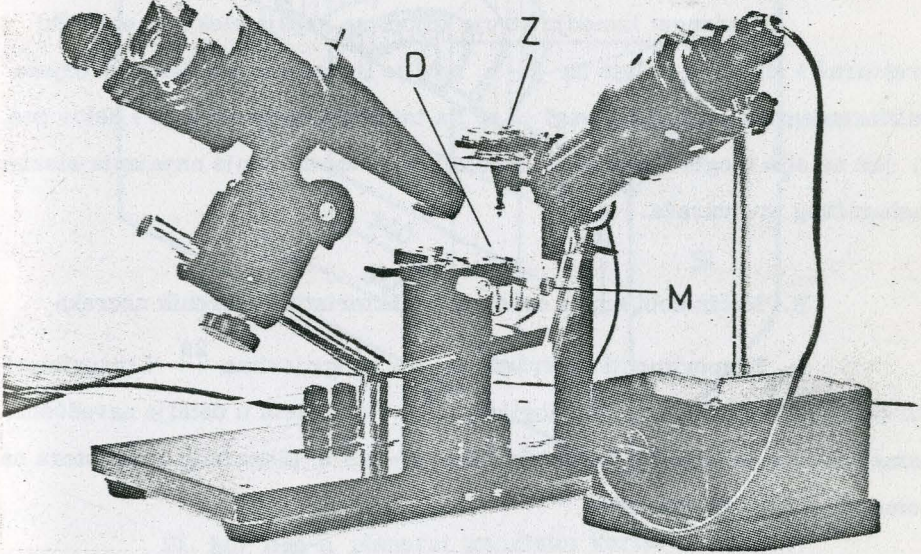
A. Aparatura

Za eksperimentalno istraživanje uticaja lokalizovane deformacije na karakteristike p - n spojeva i tranzistora bilo je potrebno konstruisati aparaturu koja je morala da zadovolji sledeća dva uslova.

(1) Veoma precizno pozicioniranje tranzistora u odnosu na iglu koja pod uticajem sile F stvara lokalizovanu deformaciju i

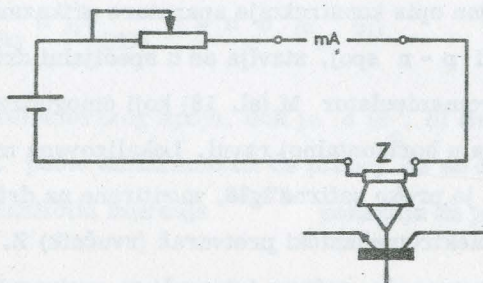
(2) mogućnost kontinualne promene sile u dovoljno širokom opsegu, koji je od interesa za efekat ($0 - 3 \times 10^4$ dyn).

Detaljan opis konstrukcije aparature prikazane na sl. 18 dat je u 29. Ispitivani p - n spoj, stavlja se u specijalni držač D, koji je pričvršćen na mikromanipulator M (sl. 18) koji omogućava veoma fino pomeranje tranzistora u horizontalnoj ravni. Lokalizovana mehanička deformacija ostvarivana je preko safirne igle, montirane na držač igle koji je bio pričvršćen za elektromehanički pretvarač (zvučnik) Z. Vertikalno pomeranje sistema pretvarač - safirna igla vrši se preko mikrometarskog zavrtnja. Pošto su eksperimenti vršeni na p - n spojevima malih dimenzija (linearne dimenzije $< 400 \mu\text{m}$) za precizno odabiranje tačke u kojoj će se vršiti naprezanje korišćen je stereomikroskop (sl. 18).



Sl. 18. Uredjaj za ostvarivanje definisane lokalizovane deformacije na p - n spoj ⁷³

Sila kojom safirna igla deluje na ispitivani p - n spoj dobija se pomoću elektromehaničkog pretvarača čija je principijelna šema prikazana na sl. 19.



Sl. 19. Principijelna šema kola za napajanje elektromehaničkog pretvarača

Zavisnost izmedju struje kojom se napaja elektromehanički pretvarač i sile koja deluje na p - n spoj je linearna i precizno određena baždarenjem na analitičkoj vagi. Na taj način zadovoljen je i uslov pod 2) jer se sila mogla kontinualno menjati promenom struje napajanja elektromehaničkog pretvarača.

B. Način dobijanja i osnovne karakteristike merenih uzoraka

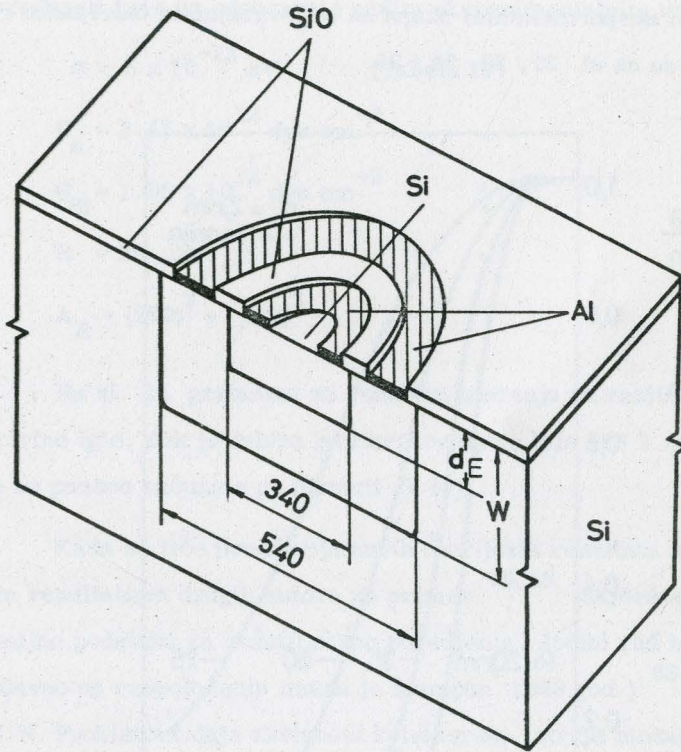
Eksperimenti su vršeni na p - n spojevima²⁹ i tranzistorima dobijenim planarnom tehnologijom¹⁴. Ne ulazeći u detalje navešćemo samo osnovne tehnološke karakteristike n - p - n planarnog tranzistora na kome su vršena istraživanja¹⁹

- površinska koncentracija bora $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (difuzija u dvozonnoj peći na 1250°C iz B_2O_3)⁷⁴ formiranje p-tipa;

- površinska koncentracija fosfora $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (difuzija u dvozonnoj peći na 1100°C iz P_2O_5)¹⁴

- otpornost Si $\sim 2 \Omega \text{ cm}$.

Geometrija tranzistora bila je kružna sa dimenzijama prikazanim na sl. 20. Jedina specijalna osobina u odnosu na uobičajeno korišćeni tranzistor sastojala se u delimičnom uklanjanju aluminijumskog sloja sa emitera, da bi se deformacija ostvarivala direktno u silicijumu (emiter). Dubina p - n spoja određivana je metodom kosog ili sfernog brušenja ⁷⁵



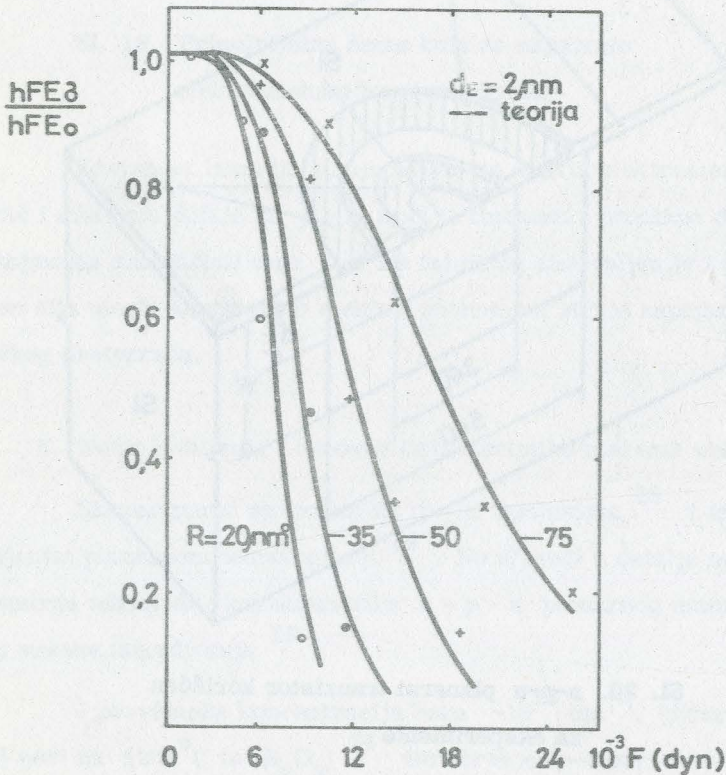
Sl. 20. n-p-n planarni tranzistor korišćen
za eksperimente

Napomenimo da je difuzija vršena normalno na $/111/$ kristalografsku ravan.

C. Rezultati merenja i poredjenje sa teorijom

Da bi se izvršilo poredjenje eksperimentalnih rezultata sa teorijom merena je zavisnost $h_{FE\sigma}/h_{FE0}$ u funkciji sile F u širokom opsegu kolektorskih struja (0.1 - 10 mA) pri konstantnom emitorsko baznom naponu i na srednjim naponima kolektor - emiter (oko 4 V). Pored toga, na traseru tranzistorskih karakteristika, merena je zavisnost BV_{CE0} od sile F .

Tipični eksperimentalni skupa sa odgovarajućim teorijskim rezultatima prikazani su na sl. 21, 22, 24 i 25.



Sl. 21. Eksperimentalna i teorijska zavisnost $h_{FE\sigma}/h_{FE0}$ od sile F . Dubina emitorskog p-n spoja je parametar, dok je radijus krivine safirne igle $R=20 \mu\text{m}$.

Na sl. 21 prikazano je poredjenje eksperimentalnih i teorijskih rezultata za $\frac{h_{FE}}{\sigma} / \frac{h_{FE}}{\sigma}$ pri čemu je za parametar uzeta dubina emitterskog p-n spoja.

Eksperimentalni rezultati pokazuju vrlo dobro slaganje sa teorijom samo za slučaj $I_{po} \gg I_{GRO}$ (formula (3.48).

Pri crtanju teorijskih krivih po formuli (3.48) korišćene su sledeće vrednosti koje su odgovarale našim eksperimentalnim uslovima

$$\alpha = 5 \times 10^{-12} \text{ eV} \quad (\text{Tabela IV})$$

$$\epsilon_s = 3.45 \times 10^{12} \text{ dyn cm}^{-2}$$

$$\epsilon_{Si} = 1.90 \times 10^{12} \text{ dyn cm}^{-2}$$

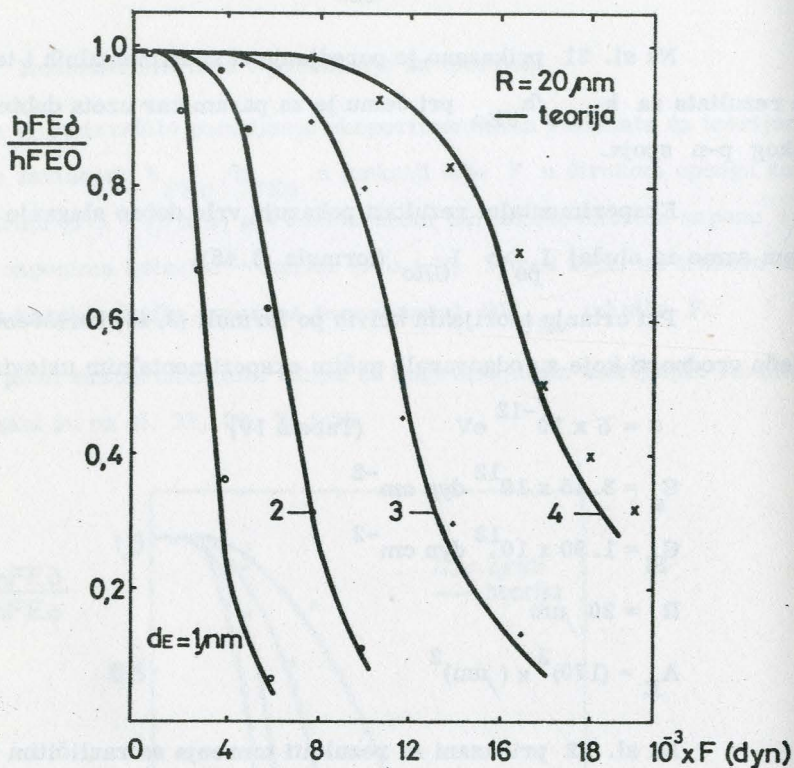
$$R = 20 \text{ } \mu\text{m}$$

$$A_E = (170)^2 \pi (\text{ } \mu\text{m})^2$$

Na sl. 22 prikazani su rezultati merenja sa različitim radijusima krivine igle, dok je dubina emitterskog spoja bila oko 2 μm . Teorijske krive su ponovo računane po formuli (3.48).

Kada se tiče poredjenja naših teorijskih rezultata sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora na primer ^{49, 58} najčešće nismo imali dovoljno podataka za kvantitativno poredjenje. Jedini rad koji nam je tek od nedavno na raspoloženju (mada je štampan 1969 god.) ⁶². Sirkina L.N i N.N. Feokistova daje zavisnost kolektorske struje mezaplatanarnog germanijumskog n-p-n tranzistora, od sile F, dok je bazna struja pri ovom merenju bila konstantna. Deformacija je ostvarivana iglom od korunda, čiji je radijus krivine igle bio $R = 20 \text{ } \mu\text{m}$. Dubina emitterskog p-n spoja $d_E = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$. Koristeći podatke date u tekstu navedenog rada

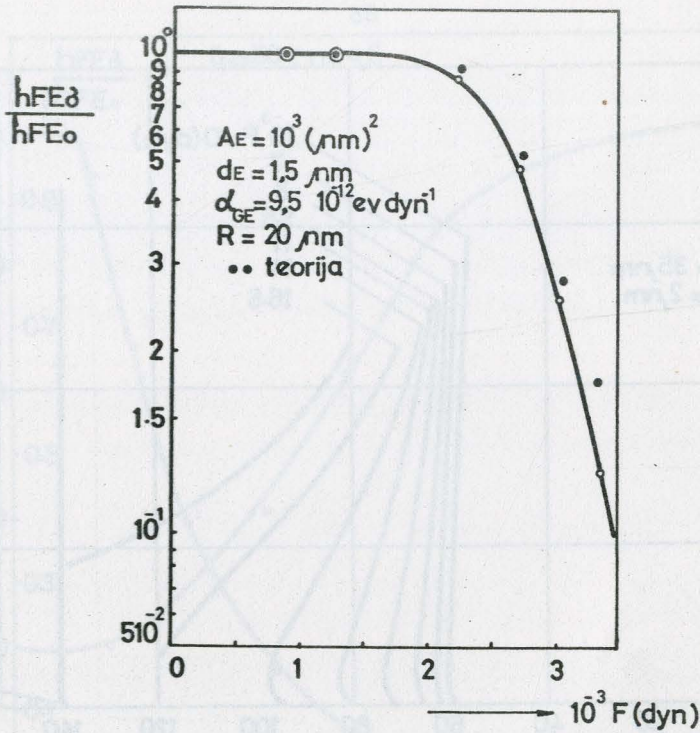
$$a = 1.52 \cdot 10^{-4} (F \cdot R)^{1/3} \text{ | cm |}$$



Sl. 22. Eksperimentalna i teorijska zavisnost odnosa

$h_{FE\delta}/h_{FE0}$ od sile F . Radijus krivine igle
uzet je kao parametar. Dubina emitorskog spo-
ja je $2 \mu\text{m}$.

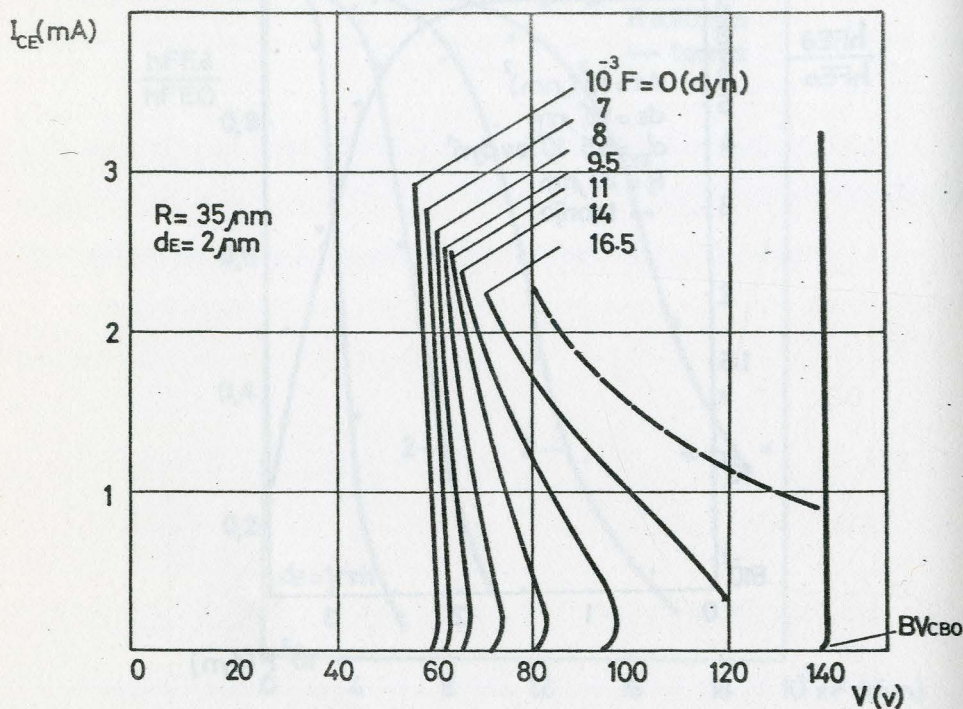
gde je a računato po formuli (2) i za $\alpha_{\text{Ge}} = 9.5 \times 10^{-12} \text{ eV dyn}^{-1} \text{ cm}^2$
(Tabela IV) izvršili smo poredjenje naše teorije sa rezultatima Sirkine i
Feokistova i rezultat prikazali na sl. 23. Naša izračunavanja vršena su
po formuli (3.48).



Sl. 23. Eksperimentalna ⁶² i teorijska zavisnost

$\frac{h_{FE\delta}}{h_{FE0}}$ ($\frac{h_{FE\delta}}{h_{FE0}}$ (računata po (3.48)) za Ge mezaplanarni tranzistor

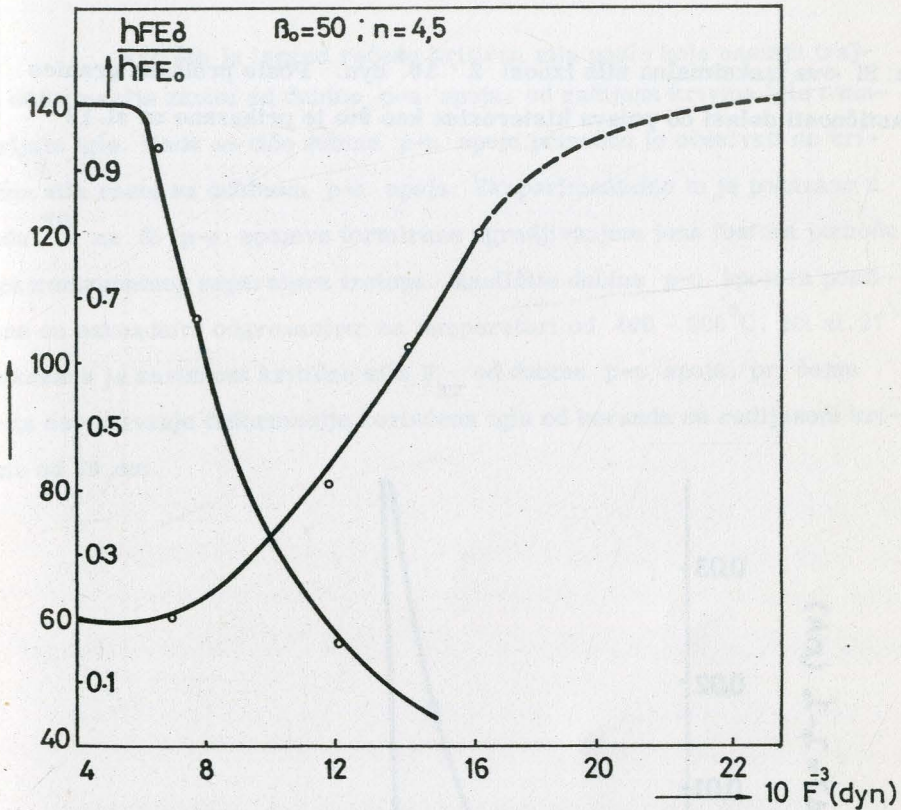
Na sl. 24 prikazan je jedan tipičan rezultat eksperimentalnog merenja zavisnosti probojnog napona kolektor - emiter u funkciji kolektorske struje sa silom kao parametrom. Dubina emitterskog p-n spoja bila je oko 2 μm , a radijus krivine safirne igle bio je oko 35 μm . Empirijski faktor $n = 4,5$, dok je h_{FE0} mereno na nižim strujnim nivoima i napovima blizu probojnog napona kolektor - emiter.



Sl. 24. Tipična zavisnost BV_{CE0} od sile F dobijena na traseru tranzistorskih karakteristika

Punim linijama izvučene su reverzibilne karakteristike.

Konačno na sl. 24 izvršeno je poredjenje teorijskih i eksperimentalnih rezultata. Pri crtanju teorijskih krivih korišćena je formula (3.53) sa $h_{FE\sigma}$ po formuli (3.48). Deo krive nacrtan isprekidanom linijom odgovara oblasti plastične deformacije. Pored toga, na istoj slici prikazano je i odgovarajuća zavisnost $h_{FE\sigma} / h_{FE0}$.

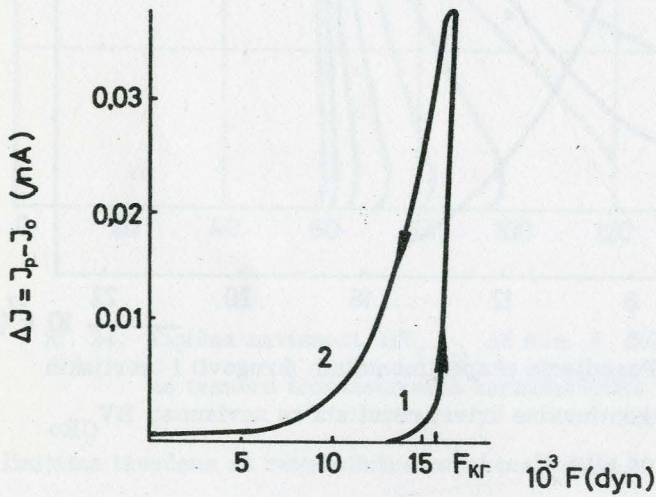


Sl. 25. Poredjenje eksperimentalnih (krugovi) i teorijskih (kontinualne krive) rezultata za zavisnost BV_{CEO} od sile F .

Još u našim prvim eksperimentalnim radovima ²⁹ nadjeno je da su promene karakteristika elemenata usled primene deformacije reverzibilne samo dok je deformacija u granicama elastičnosti silicijuma. Trajne promene u karakteristikama nastaju kada deformacija predje granicu elastičnosti u okolini samog metalurškog p-n spoja. Slični zaključci sa kvantitativnim razmatranjima dati su i u radovima ^{9,30}.

Tako se u ⁹ navodi da deformacija kad Ge postaje plastična za nivo od $4.4 \pm 0.4 \cdot 10^{10} \text{ dyn cm}^{-2}$, što dozvoljava da se kod Ge primeni maksimalna sila od 10^4 dyn na dijamantsku iglu radijusa $20 \mu\text{m}$.

Za Si ova maksimalna sila iznosi $2 \cdot 10^4$ dyn. Posle prelaska granice elastičnosti dolazi do pojava histereza kao što je prikazano na sl. 12³⁰



Sl. 26. Zavisnost priraštaja inverzne struje

$\Delta J = J_p - J_0$ od sile F ³⁰ 1 - porast

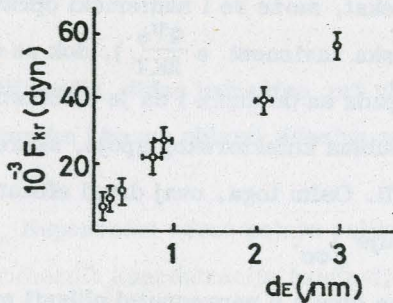
struje pri prvom opterećivanju za

$F < F_{kr}$

2 - pri smanjivanju sile posle prolas-

ka kroz $F = F_{kr}$

Kao što je ispred rečeno kritična sila posle koje nastaju trajne deformacije zavisi od dubine p-n spoja, od radijusa krivine igle i materijala igle. Kada se tiče dubine p-n spoja prirodno je očekivati da kritična sila raste sa dubinom p-n spoja. Eksperimentalno to je pokazano u radu ⁷⁶ za Si p-n spojeve formirane ugradjivanjem jona fosfora pomoću elektromagnetnog separatora izotopa. Različite dubine p-n spojeva postizane su naknadnim odgrevanjem na temperaturi od 400 - 900°C. Na sl.27 prikazana je zavisnost kritične sile F_{kr} od dubine p-n spoja, pri čemu je za ostvarivanje deformacije korišćena igla od korunda sa radijusom krivine od 30 μm .



Sl. 27. Zavisnost veličine F_{kr} od dubine p-n spoja ⁷⁶

3.2.7. Diskusija rezultata

Slaganje eksperimentalnih i teorijskih rezultata dokazuje opravdanost Wortman-Hauser-Burger-ovog modela i njegovog proširenja datog u poglavlju (1.3). Isto tako, izgleda da je opravdan niz aproksimacija koje smo izvršili u toku teorijskog razmatranja.

Pre svega, zanemarili smo ugrađeno polje u baznoj oblasti pri izvodjenju izraza za struje elektrona i šupljina jedn. (3.16). Mi smo ranije pokazali da se ono za slučaj eksponencijalnih raspodela može lako uračunati efektivnim smanjenjem koeficijenta αA odnosno u ovom slučaju S (poglavlje 2.4). Medjutim, kako smo u konačnim izrazima $h_{FE\sigma}$ izrazili preko h_{FE0} (jedn. 3.47) izgleda da je uticaj ugrađenog polja inkorporiran upravo u h_{FE0} .

Mi smo takodje, pri izvodjenju izraza za strujno pojačanje tranzistora zanemarili i efekat rekombinacije u bazi i uticaj deformacije na kolektorski spoj.

Prvi zanemareni efekat, može se i numerički opravdati (u pitanju je mala širina baze i naponska zavisnost $e \frac{qV_e}{2KT}$), dok se drugi opravdava činjenicom da napon brzo opada sa dubinom i da je u oblasti primenjenih sila, radijusa krivine igle i dubina kolektorskog spoja, skoro za red veličine manji u kolektorskoj oblasti. Osim toga, ovaj drugi efekat manifestovao bi se samo u povećanju struje I_{co} .

Ukoliko je emitorska struja u napregnutoj oblasti mala, tako trebalo bi očekivati da h_{FE} odgovara pojačanju pri vrlo niskim strujnim nivoima, da $h_{FE\sigma}$ sa povećanjem mehaničkog napona prvo počne da raste ¹⁹ (što bi se verovatno i eksperimentalno dobilo kada bi se nehomogena deformacija primenila po celoj površini emitera A_E), pa nakon toga da opada. U oblasti emitorskih struja, u kojoj smo mi vršili eksperimente ovaj efekat nismo primetili. On je verovatno maskiran, pošto je površina na koju smo pritiskali

mного manja od ukupne površine tranzistora (odnos je reda $\sim 10^4$), i što se pojačanje tranzistora sa površinom $a^2 \pi$ može usled tog efekta povećati najviše za red veličine. Pored toga, u ovoj oblasti, kao što smo ranije rekli, h_{FE} je kod nas bilo određeno površinskom rekombinacijom.

Poredjenje eksperimentalnih rezultata Sirkinę i Feokistova ⁶² pokazuje da izvedena teorija može sasvim dobro da se primeni i na germanijumske tranzistore.

Eksperimentalni rezultati za zavisnost $BV_{CE\sigma} = f(F)$ s. 24 i sl. 25 se izvanredno slažu sa teorijom datom u poglavlju 3.2.5 jedn. (3.53). Napomenimo da važenje celokupne teorije prestaje kada se predje u oblast plastičnih deformacija. Ovaj efekat, takodje potvrđuje dobijeni teorijski rezultat da nehomogena deformacija emiter baznog spoja jako menja koeficijent injekcije. Posebno naglasimo, da isti efekat treba očekivati i kod višeslojnih poluprovodničkih struktura, što je po našem mišljenju od velikog praktičnog značaja.

3.3. Uticaj Prussin-ovog efekta na neke parametre poluprovodničkih elemenata

3.3.1. Modifikacija didne jednačine pri visokim dopiranjima emitorske i bazne oblasti (idealna struja)

Neposredni odraz pojave velikih mehaničkih napona pri difuziji visokih primesnih koncentracija (poglavlje 3.1.2.A) je promena strujno-naponskih karakteristika p-n. spoja. Ovde ćemo uprošćeno, razmotriti slučaj visokih koncentracija u emitorskoj i baznoj oblasti diode, što je čest praktičan slučaj kod mikrotalasnih tranzistora ^{77,78}. Mada bi u principu, trebalo raditi sa nedegenerisanom statistikom, mi ćemo koristiti Maxwel-Baltzman-ovu statistiku, jer u oblastima u neposrednoj blizini

p-n spoja ova statistika bar približno važi. Korišćenje Fermi-Dirac-ove statistike dovelo bi do malih popravki kod graničnih uslova, ali bi onemogućilo analitički tretman.

Iz ranijeg razmatranja znamo da je

$$J_n = q \int n E_n \cdot n + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (3.54)$$

gde je

$$E_n = E_{on} + E_p \quad (3.55)$$

Polje E_p odredjujemo iz uslova da je p-tipu struja šupljina približno jednaka nuli što odmah daje:

$$E_n = E_{on} - E_{op} + \frac{KT}{q} dp/p dx \quad (3.56)$$

Korišćenjem relacija (3.54) i (3.56) odmah dobijamo jednačine za određivanje koncentracije manjinskih nosilaca:

$$\begin{aligned} & dn/dx + (-\beta_A/KT) dN_A/dx - (\beta_D/KT) dN_D/dx \\ & + (1/p) dp/dx \cdot n - J_n/q D_n = 0 \end{aligned} \quad (3.57)$$

gde su

$$\tilde{\beta}_A = \alpha \beta_{N_A} Y/(1 - \nu) = KT/\beta_A$$

$$\tilde{\beta}_D = \alpha \beta_{N_D}/(1 - \nu) = KT/\beta_D$$

β_{N_A} i β_{N_D} kontrakcioni koeficijenti rešetke poluprovodnika za dopante N_A i N_D respektivno (poglavlje 3.1.2.A jed. 35).

Pod pretpostavkom da je

$$p = N_A - N_D \quad (3.58)$$

i da u zapremini diode ne dolazi do rekombinacije ($J_n = \text{const}$), jed. (3.55) je diferencijalna jednačina prvog reda pomoću koje se može odrediti koncentracija elektrona n . Opšte rešenje za slučaj graničnih uslova

$$x = d_E + l_p, \quad n = (n_{io}^2 / (N_A' - N_D')) \exp(\beta_A N_A + \beta_D N_D) \exp(qV/KT) \quad (3.59)$$

$$x = d_E + l_p + W, \quad n = (n_{io}^2 / (N_A'' - N_D'')) \exp(\beta_A N_A'' + \beta_D N_D'') \quad (3.60)$$

$$N_A' = N_A (d_E + l_p), \quad N_D' = N_D (d_E + l_p) \quad (3.61)$$

$$N_A'' = N_A (d_E + l_p + W), \quad N_D'' = N_D (d_E + l_p + W) \quad (3.62)$$

ima oblik:

$$J_n = n_{io}^2 (\exp(qV/KT) - 1) / \left(\int_{d_E + l_p}^{d_E + l_p + W} (N_A - N_D) \exp(-\beta_A N_A - \beta_D N_D) \cdot dx \right) \quad (3.63)$$

Modifikacija izraza za struju diode sastoji se u činjenici da kod obične teorije pod integralom u izrazu (3.63) stoji $(N_A - N_D)$. Iz relacije (3.63) i rečenog izlazi da je odnos gustina struja kada se uzme u obzir pojava mehaničkog napona usled Prussin-ovog efekta i uobičajenog izraza za gustinu struje diode sa nehomogeno dopiranom bazom dat sa

$$J_{n\sigma}/J_n = \left(\int_{d_E+1+p}^{d_E+1} (N_A - N_D) dx \right) / \left(\int_{d_E+1+p}^{d_E+1} (N_A - N_D) \exp(-\beta_A N_A - \beta_D N_D) \cdot dx \right) \quad (3.64)$$

Za šupljine injektovane u n-tip, potpuno analogno dobijamo:

$$\begin{aligned} dp/dx + ((1/(N_D - N_A)) d(N_D - N_A)/dx - \beta_A dN_A/dx \\ - \beta_D dN_D/dx) p + J_p/qD_p = 0 \end{aligned} \quad (3.65)$$

odakle integracijom uz granične uslove

$$\begin{aligned} p(d_E - 1_n) = (n_{io}^2 / (N_D' - N_A')) \exp(\beta_A N_A' + \beta_D N_D') \exp(qv/KT) \\ p(0) = (n_i^2 / (N_D'' - N_A'')) \exp(\beta_A N_A'' + \beta_D N_D'') \end{aligned} \quad (3.66)$$

$$N_D(d_E - 1_n) = N_D'; \quad N_A(d_E - 1_n) = N_D'$$

$$N_D(0) = N_D''; \quad N_A(0) = N_A''$$

dobijamo sledeći izraz za injektovanu struju šupljina

$$J_{p\sigma} = q D_p n_{io}^2 (\exp(qv/KT) - 1) / \left(\int_0^{d_E - 1_n} (N_D - N_A) (\exp(-\beta_A N_A - \beta_D N_D)) dx \right) \quad (3.67)$$

Kao i ranije i ovde treba naglasiti da veličine I_n, I_p zavise od primenjenog električnog napona V . Međutim, kako se ovde radi o veoma visokim dopiranjima, koja se nalaze na granici rastvorljivosti ova zavisnost dolazi do izražaja jedino kada su dopiranja takva da dovede do kompenzacije u nešto široj oblasti u okolini metalurškog p-n spoja (blag prelaz).

Kada se tiče samih izraza za gustine struje elektrona (jedin. (3.63)) i šupljina (3.67) osnovno je primetiti da obe struje rastu. U slučaju konstantnih N_A i N_D sa povećavanjem dopiranja struje eksponencijalno rastu.

3.3.2. Modifikacija "idealnog" pojačanja tranzistora usled Prussin-ovog efekta

Već duže vremena je poznato ^{77,79,80} da pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom, počinje naglo da opada kada se povećavaju koncentracije difundovanih primesa. Visoke koncentracije primesa i male dubine emitorskog p-n spoja i širine baze su potrebne da bi se ostvarile veoma visoke granične frekvencije tranzistora ⁷⁸.

Pored toga Kaufman i Bergh ⁷⁷ su pokazali da teorijski tretman (koji ne uzima u obzir Prussin-ov efekat), predviđa daleko veću injekcionu efikasnost nego što se to eksperimentalno dobija kod dvostrukodifundovanih silicijumskih tranzistora. Oni su merenjem temperaturske zavisnosti "idealnog" pojačanja tranzistora (približno jednako odnosu idealne emitorske i bazne struje) našli da se temperaturna zavisnost ovog pojačanja može predstaviti sa

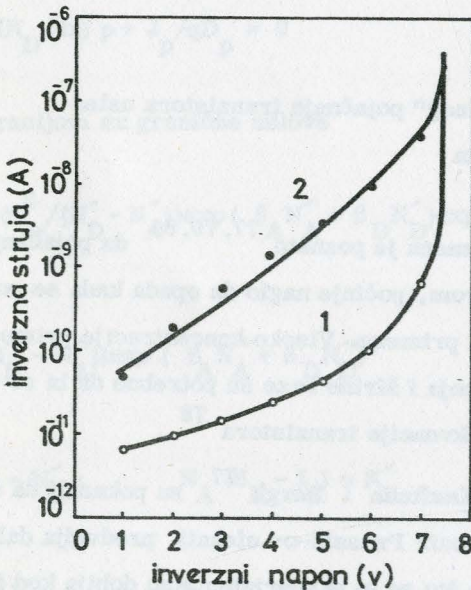
$$h_{FE\sigma} = h_{FE0} \exp(-\Delta E_a / KT) \quad (3.68)$$

gde je

$$\Delta E_a = E_{gB} - E_{gE} \quad (3.69)$$

razlika širine energetskog procepa u emiteru i bazi, a h_{FE0} pojačanje tranzistora kada je $\Delta E_a = 0$. U navedenom radu se smatra da do promene energetskog procepa u emiteru i bazi dolazi usled kulonovske interakcije slobodnih nosilaca naelektrisanja.

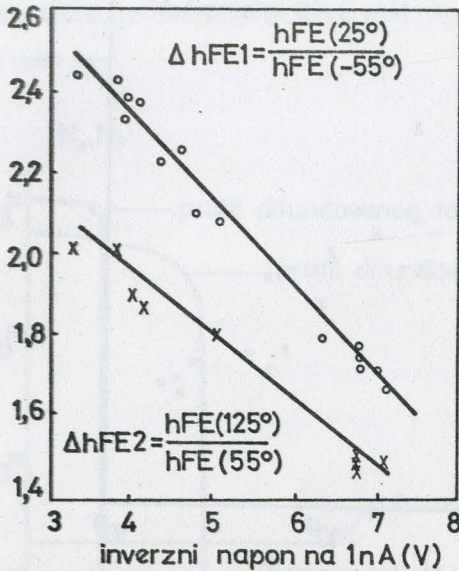
U vezi ovog problema P. C. Parekh^{79, 80} je eksperimentalno dobio veoma interesantne rezultate koje su prikazani na sl. 28, 29 i 30.



Sl. 28. Inverzna struja emittersko-bazne diode u funkciji napona V_{EB} za dve različite slojne otpornosti
 1 - $1200 (\Omega \text{ cm})^{-1}$, 2 - $3000 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ $x_j = 1,6 \mu\text{m}$.⁷⁹
 (difuzija fosfora)

Sl. 28 kvalitativno potvrđuje činjenicu koju smo ranije teorijski dobili (jedn. (3.63) i (3.67)), da inverzna struja diode raste sa porastom difundovane koncentracije primesa. Pored toga, i naponska zavisnost krive 1

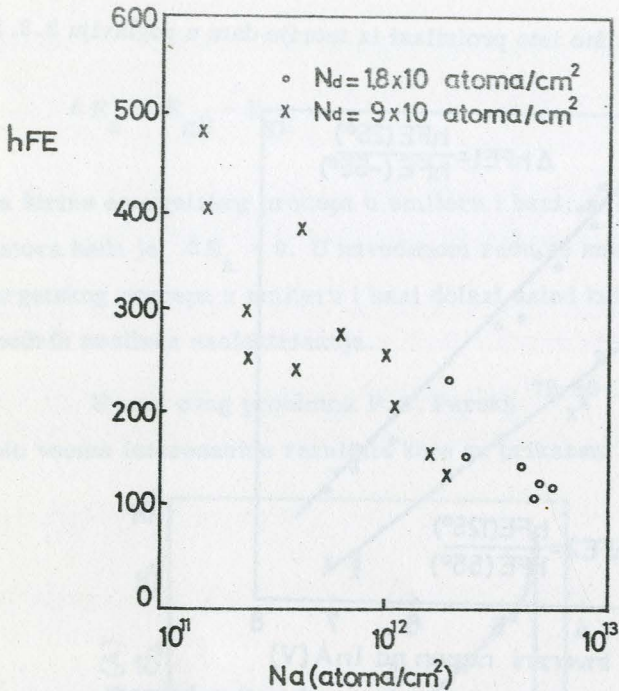
i 2 na sl. 28 nije ista, što isto proizilazi iz teorije date u poglavlju 3.3.1.



Sl. 29. Zavisnost promene Δh_{FE} od emiter-baznog napona pri kome je inverzna struja emitera $\ln A$ ⁷⁹

Na sl. 29 crtan je odnos $\Delta h_{FE} = \frac{h_{FE}(T_1)}{h_{FE}(T_2)}$ u funkciji inverznog emiter baznog napona pri kome je inverzna struja $\ln A$. Ako iskoristimo sl.28 možemo zaključiti da manjim koncentracijama difundovanog fosfora odgovaraju veći inverzni naponi pri kojima je inverzna struja $\ln A$. Prema tome i sl.29 pokazuje sličan rezultat kao što su eksperimentalni rezultati Konfman-a i Bergh-a ⁷⁷. Međutim, naša izračunavanja pokazuju, da su aktivacione energije pri maksimalnim površinskim koncentracijama (ΔE_a) dosta različite 0,11 eV ⁷⁷ i 0.067 eV ⁷⁹

Na sl.30 prikazani su najnoviji rezultati Parekh-a i saradnika ⁸⁰. Tu je data zavisnost pojačanja h_{FE} u funkciji ukupnog naelektrisanja emitera (difundovan bor) za niske i visoke koncentracije difundovanog fosfora.



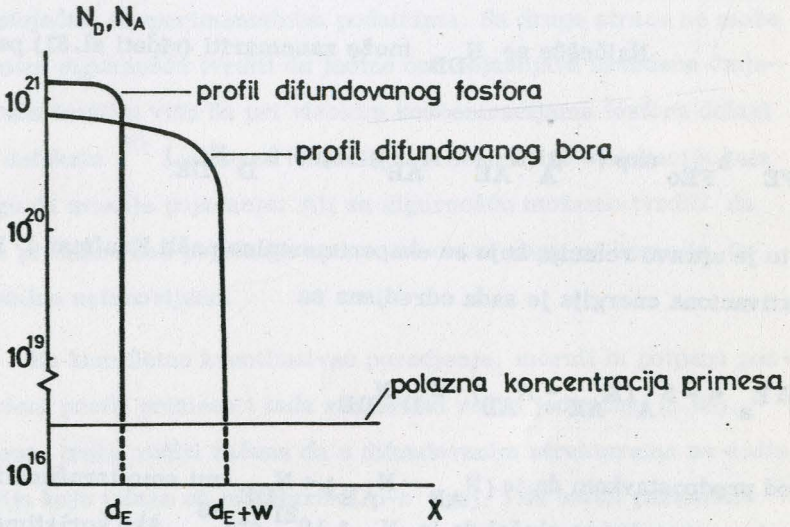
Sl. 30. Zavisnost h_{FE} od ukupnog baznog naelektrisanja ispod emitera N_a za niske i visoke koncentracije difundovanog fosfora N_d ⁸⁰

Da bi uspostavili vezu izmedju teorije date u poglavlju (3.3.1) i navedenih eksperimentalnih rezultata potrebno je poznavati tipičan difuzioni profil primesa u slučaju veoma visokih dopiranja silicijuma borom i fosforom. Nedavna istraživanja N.D.Thai-a⁸¹, pokazuju da je pri visokim površinskim koncentracijama primesa difuzioni profil u funkciji koordinate skoro konstantan u veoma širokom području i da se sasvim strmo spušta. Na sl.31 nacrtan je tipičan profil primesa emitterskog n-p spoja pri visokim površinskim koncentracijama bora i fosfora. Pri crtanju su korišćeni rezultati Thai-a⁸¹

Sa sl.31 je očigledno da možemo prikazati profil veoma približno aproksimirati skokovitim profilima. Pri ovom treba imati u vidu da

je koncentracija akceptora u emiteru veća od koncentracije akceptora u bazi.

Korišćenjem relacija (3.63) i (3.67) lako dobijamo da je idealno pojačanje dato sa:



Sl. 31. Tipičan difuzioni profil visokofrekventnog n-p-n tranzistora u slučaju veoma visokih koncentracija bora i fosfora. Tipične vrednosti za d_E i W su oko $0,5 \mu\text{m}$ ⁷⁸

$$h_{FE} = h_{FE0} \left(\frac{\int_0^{d_E - l_n} (N_A - N_D) (\exp(-\beta_A N_A - \beta_D N_D)) dx}{\int_0^{d_E - l_n} (N_A - N_D) dx} \right) \times \left(\frac{\int_{d_E + l_p}^{d_E + l_p + w} (N_A - N_D) dx}{\int_{d_E + l_p}^{d_E + l_p + w} (N_A - N_D) (\exp(-\beta_A N_A - \beta_C N_D)) dx} \right) \quad (3.68')$$

U slučaju kada se profil može aproksimirati na gore navedeni način, dobijamo

$$h_{FE} = h_{FE0} \exp(-\beta_A (N_{AE} - N_{AB})) \exp(-\beta_D (N_{DE} - N_{DB})) \quad (3.70)$$

Najčešće se N_{DB} može zanemariti (videti sl. 31) pa je

$$h_{FE} = h_{FE0} \exp(-\beta_A (N_{AE} - N_{AB})) \exp(-\beta_D N_{DE}) \quad (3.71)$$

a to je upravo relacija koju su eksperimentalno našli Kaufman i Bergh⁷⁷. Aktivaciona energija je sada određena sa

$$\Delta E_a = -\beta_A (N_{AE} - N_{AB}) - \beta_D N_{DE} \quad (3.72)$$

Pod pretpostavkom da je $(N_{AE} - N_{AB}) < N_{DE}$ mi smo izračunali ovu aktivacionu energiju za slučaj da je $N_D \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Ako koristimo za kon-trakcioni koeficijent Lawrence-ovu vrednost dobijamo da je

$$\Delta E = 0,07 \text{ eV}$$

što se izvanredno slaže sa rezultatima Perekha dobijenih sa dijagrama na sl. 29 i što je manje od vrednosti 0.11 eV koju daju Kaufman i Bergh. Ako je međjutim kod njih dopiranje bilo na granici rastvorljivosti i kada bi se uzela u obzir i koncentracija bora verovatno bi se ove dve vrednosti bolje složile. Nažalost, u navedenim radovima nije dato dovoljno podataka da bi se kvantitativno poređenje izvršilo do kraja.

Dijagram na sl. 30, takodje kvalitativno potvrđuje našu teoriju. Očigledno je da će aktivaciona energija rasti po apsolutnoj vrednosti kada raste koncentracija donora što sa svoje strane uzrokuje smanjenje pojačanja, a to je prikazano na sl. 30 (tačke odgovaraju manjoj površinskoj koncentraciji). Isti slučaj je i sa veličinom $(N_{AE} - N_{AB})$ jer ona raste kada

N_{AB} raste pošto su N_{AE} i N_{AB} uvek povezani nejednakošću $N_{AE} > N_{AB}$. Medjutim, eksperimentalno rasturanje podataka (sl.30) nam ne dozvoljava kvantitativna poredjenja.

Na osnovu svega, možemo reći, da data teorija nije u suprotnosti sa postojećim eksperimentalnim podacima. Sa druge strane ne može se sa potpunom sigurnošću tvrditi da jedino ona objašnjava navedene činjenice, jer treba imati u vidu da pri visokim koncentracijama fosfora dolazi i do pojava defekata⁸⁰, odnosno lokalnih naprezanja duž dislokacija koja takodje mogu da smanje pojačanje. Ali sa sigurnošću možemo tvrditi da ona utiče na promene kod pojačanja upravo na onom nivou na kome je to eksperimentalno ustanovljeno.

Za kompletno kvantitativno poredjenje, morali bi potpuno poznavati difuzioni profil primesa i tada numerički rešiti jednačinu (3.68). Jednovremeno, treba voditi računa da u difundovanim strukturama ne dodje do dislokacija koje izlaze na metalurški p-n spoj, i da ostali parametri samog tranzistora budu dobro kontrolisani i poznati.

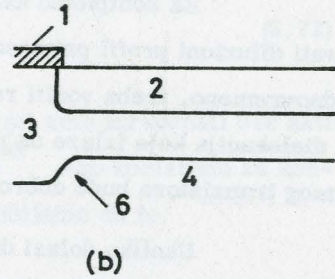
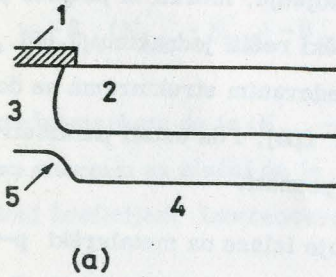
Ukoliko dolazi do dislokacija koje izlaze na metalurški p-n spoj, trebalo bi znati distribuciju mehaničkog napona duž dislokacije (i u njenoj okolini). Mi smatramo, da bi efekat smanjenja pojačanja u tom slučaju mogao da se objasni teorijom datom u poglavlju (3.2) odnosno 3.2.4.

Razmatranja slična gornjim mogla bi da se izvrše i u slučaju deformacija drugog porekla (poglavlja 3.1.2A i 3.1.2.B).

3.4. Predlog objašnjenja mehanizma difuzije primesa u deformisanom poluprovodniku (anomalna difuzija)

3.4.1. Neke eksperimentalne činjenice

Već izvesno vreme poznato je da pod izvesnim uslovima kod dvostrukodifundovanih struktura dolazi do anomalne difuzije primesa u baznoj, odmah ispod emitorske oblasti ^{40,83,84}. To je tkzv. kooperativni difuzioni efekt i manifestuje se u ubrzanom sl. 32 (a) ili usporenom sl. 32, (b) difuzijom primesa bazne oblasti.

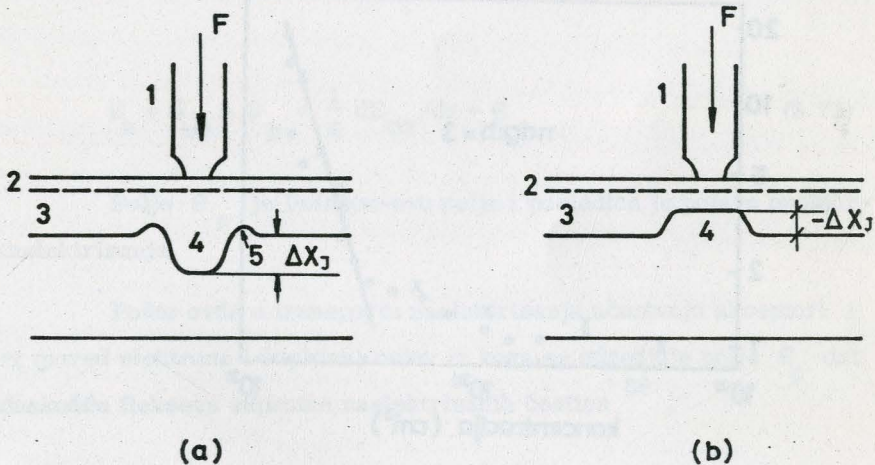


Sl. 32. Kooperativni difuzioni efekt kod p+n p strukture ⁴⁰ (a) ubrzana difuzija (b) usporena difuzija. 1 - SiO₂ film; 2 - emiter dobijen difuzijom bora; 3 - baza dobijena difuzijom fosfora; 4 - kolektor je dopiran borom; 5 - ubrzano prodiranje bazne oblasti u 0,5 μ m; 6 - usporeno prodiranje bazne oblasti od 0,5 μ m.

Eksperimentalno je nadjeno da ovaj efekat postoji i kod n-p-n struktura (n - fosfor, p - bor), ali samo u obliku prikazanom na sl. 32(b) ^{40,83}. Kasnije je nadjeno da će ovaj efekat postojati i kod drugih n-p-n struktura na primer n- arsen, p-galijum ⁸⁴, pri visokim koncentracijama donora u emiteru.

Praktičan značaj poznavanja mehanizma ovog efekta je činjenica da on predstavlja ograničavajući faktor u razvoju visokofrekventnih tranzistora. Naime, pri visokim koncentracijama primesa u emiteru i bazi redovno dolazi do usporenog prodiranja bazne oblasti ("emitter dip effect") što onemogućuje da se dobiju veoma uzane bazne oblasti, i nedozvoljava da se smanji vreme preleta kroz baznu oblast ispod jedne određene vrednosti.

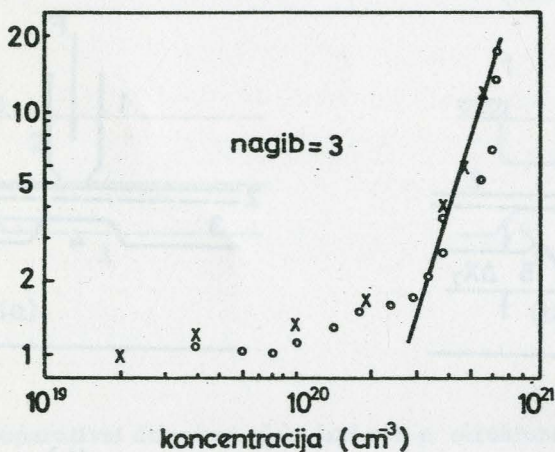
Lawrance^{40, 84} je prvi pokušao da poveže mehanizam nastajanja kooperativnih difuzionih efekata sa pojavom mehaničkih napona u toku difuzije. On je u tom cilju izvršio izvestan broj eksperimenata difuzije bora i fosfora u pločicu silicijuma koja je bila lokalno deformisana^{40, 84}. Rezultati navedenih eksperimenata šematski su prikazani na sl. 33 (a) i (b).



Sl. 33. Difuzija bora i fosfora u lokalno napregnutu rešetku Si a) za bor, b) za fosfor; 1 - igla kojom je vršeno deformacija posle predpozicije bora i fosfora, 2 - predepozicija; 3 - kontura difuzije posle testa 4 - oblast ubrzane (a) odnosno usporene difuzije (b)⁴⁰; 5 - (b) usporeno prodiranje bora⁸²

Mi ovdje ne želimo da ulazimo u dosadašnje teoretske pokušaje da se objasne kooperativni efekti difuzije, ali želimo da kažemo da još uvek nije nadjena zadovoljavajuća teorija. Reći ćemo još samo, da najveći broj radova pokušava da objasni ovaj efekat preko teorije dislokacija^{40,82,84}, ili uticaja unutrašnjeg polja (usled gradijenta primesa) na koncentraciju vakansija u rešetki⁸⁵

Sa druge strane, u efekte anomalne difuzije spada veoma brz porast koeficijenta difuzije fosfora u silicijumu^{81,87}. Eksperimentalni rezultati Tannenbaum-a prikazani su na sl. 34 uzetoj iz⁸⁷



Sl. 34. Zavisnost normalizovane konstante difuzije za fosfor na 1050°C. Difuzioni koeficijent na 10¹⁹ cm⁻³ (4 × 10⁻¹³ cm² sec⁻¹) je uzet za jedinicu⁸⁷

Medjutim, u radu M. C. Duffy-a⁸³ i saradnika eksperimentalno je ustanovljeno da u slučajevima kada se vrši difuzija veoma visokih primesnih koncentracija dolazi do usporavanja fronta difuzije.

3.4.2. Teorija

Ovde ćemo dati jedan novi prilaz tumačenju efekata anomalne difuzije primesa kod poluprovodnika. Osnovna teorijska postavka sastoji se u činjenici da mi smatramo da nehomogeni mehanički naponi, koji nastaju u procesu difuzije ili su spolja primenjeni, stvaraju unutrašnja polja, prema teoriji datoj u poglavlju (1.3), koja znatno mogu da utiču na brzinu difuzije jonizovanih primesa.

Mi smo ranije pokazali da u nehomogeno napregnutom kristalu deluju tri polja ϵ_n , ϵ_p i ϵ_ρ . Polja ϵ_n i ϵ_p deluju na elektrone i šupljine i određena su relacijama (1.24) i (1.26) koje ćemo ovde prepisati u obliku

$$\epsilon_n = \epsilon_{\sigma n} + \epsilon_\rho = \frac{1}{q} \frac{dE_{c\sigma}}{dx} + \epsilon_\rho \quad (3.73)$$

Polje ϵ_ρ je Poisson-ovo polje i posledica je pojave prostornog naelektrisanja.

Pošto ovde u transportu naelektrisanja učestvuju akceptori i donori (pored elektrona i šupljina) uslov iz koga se određuje polje ϵ_p dat je jednakošću flukseva suprotno naelektrisanih čestica⁸⁸

$$J_D + J_n = J_A + J_p \quad (3.74)$$

gde je J_D ukupan fluks svih vrsta donora a J_A ista veličina za akceptore.

Ukupno polje ϵ_ρ izračunato na taj način može da se predstavi kao zbir polja koje nastaje kao posledica nehomogene deformacije i poznatog polja^{81, 84, 88} usled neravnomerne raspodele primesa i težnje za kvazineutralnošću tj.:

$$\epsilon_{\rho} = \epsilon_{\rho\sigma} + \epsilon_{\rho\pi} \quad (3.75)$$

gde je

$$\epsilon_{\rho\sigma} = - (D_n n \epsilon_{\sigma n} + D_p p \epsilon_{\sigma p}) / (D_n n + D_p p) \quad (3.76)$$

dok je

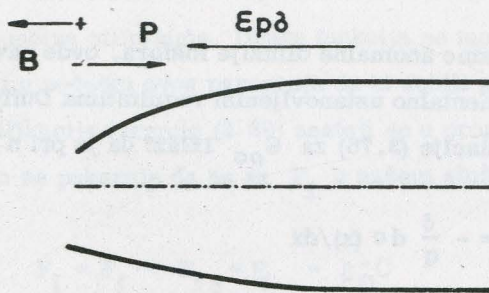
$$\epsilon_{\rho\pi} = (KT/q)(D_p dp/dx - D_n dn/dx) / (D_n n + D_p p) \quad (3.77)$$

gde je iskorišćena činjenica da su difuzione konstante elektrona i šupljina mnogo veće od difuzionih konstanti primesa koje difunduju⁸⁸

Mi smo sada u stanju da kvalitativno objasnimo Laurenc-ove eksperimentalne rezultate prikazane na sl. 33, (a) i (b). Pošto je difuzija vršena na visokoj temperaturi (1200°C) može se smatrati da je poluprovodnik u koji se vrši difuzija skoro sopstven. Tada se zonalni dijagram nehomogeno napregnutog poluprovodnika može da predstavi sl. 35.

Kako su pri kompresionoj deformaciji u /111/ smeru (u tom smeru je i vršena difuzija) promene provodne zone veće od promena valentne, (videti tabelu IV) polje $\epsilon_{\rho\sigma}$ ima smer prikazan na sl. 35.

Očigledno da će na jone bora komponenta Poissonovog polja usled deformacije $\epsilon_{\rho\sigma}$ delovati ubrzavajuće što je i prikazano na sl. 35(a). Srećna je okolnost, da je navedeni eksperiment na sasvim očigledan način razdvojio uticaj polja $\epsilon_{\rho\pi}$ i uticaj polja $\epsilon_{\rho\sigma}$. Naime u oblasti koja nije deformisana deluje samo polje $\epsilon_{\rho\pi}$. U deformisanoj oblasti deluju i polje $\epsilon_{\rho\sigma}$ i $\epsilon_{\rho\pi}$. Na taj način poredjenjem dubine difuzije u ove dve oblasti možemo jednoznačno da zaključimo kakav uticaj ima polje $\epsilon_{\rho\sigma}$ na difuziju primesa.



Sl. 35. Ilustracija zonalnog dijagrama neposredno ispod igle
kojom se stvara lokalizovana deformacija pri difuziji

Posebno treba naglasiti činjenicu koju je prvi opazio Lawrence⁸² da kod difuzije bora na mestima gde je rešetka napregnuta na istezanje pojavljuje usporavanje fronta difuzije sl. 33 (a) - 5. Ovo se može objasniti činjenicom da na tim mestima dolazi do dovoljnog širenja energetskog procepa i znači obrtanje smera polja.

Prema relaciji (3.76) i sl. 35 izlazi da će u oblasti kompresije rešetke doći do usporavanja fronta difuzije fosfora. Takav je i eksperimentalni rezultat koji smo prikazali na sl. 33 (b).

Mi još uvek nismo u stanju da u potpunosti objasnimo kooperativne efekte difuzije. Ovo je pre svega zbog toga, što u procesima jednovremene difuzije dveju komponentata dolazi do veoma komplikovane situacije pri određivanju uticaja polja $E_{p\pi}$. Mi smatramo da se do objašnjenja može doći preko izvedene teorije ako se ima u vidu da u toku difuzionih procesa pri velikim koncentracijama primesa postoji Prussin-ov efekat, i eksperimentalno ustanovljene činjenice da na konturama difuzionog fronta dolazi do velikih naprezanja (poglavlje 3.1.2., A).

Kada se tiče same anomalne difuzije fosfora, ovde navedena teorija se slaže sa eksperimentalno ustanovljenim rezultatima Duffy-a i saradnika⁸³. Naime iz relacije (3.76) za $\epsilon_{\rho\sigma}$ izlazi da je pri $n \gg p$

$$\epsilon_{\rho\sigma} = -\epsilon_{\sigma n} = -\frac{\delta}{q} d\sigma(x)/dx \quad (3.78)$$

gde je δ - koeficijent promene provodne zone sa mehaničkim naponom (u pravcu/111/). Koristeći izraz za mehanički napon usled Prussin-ovog efekta, lako nalazimo da je:

$$\epsilon_{\rho\sigma} = -\tilde{\beta}_D dC/dx = -\delta \frac{\beta_Y}{1-\nu} dC/dx \quad (3.79)$$

(C - koncentracija fosfora)

Na taj način ($\delta < 0$) dobijamo da će polje $\epsilon_{\rho\sigma}$ imati smer kao na sl. 35, što znači da će usporavati proces difuzije fosfora što su i pokazali eksperimentalni rezultati Duff-a i saradnika.

Da bi izračunali uticaj navedenog efekta na efektivni koeficijent difuzije D^* iskoristićemo nedavno objavljene rezultate Thai-a^{81,87}. On je našao da se efektivna difuziona konstanta može da predstavi u obliku

$$D^* = D \cdot F_p \cdot F_f \quad (3.80)$$

gde je D vrednost $D^*(C)$ kada $C \rightarrow 0$; F_p i F_f su dve rastuće funkcije, prva zbog plastične deformacije rešetke pri difuziji, a druga zbog ugradjenog polja. Za prvu funkciju Thai⁸⁷ daje sledeći izraz

$$F_p = (C/C_0)^2 + 1 \quad (3.81)$$

gde je C_o - karakteristična koncentracija koja zavisi od tipa primesa i metalurških osobina silicijuma. Druga funkcija se može dobiti na način koji smo koristili u početku ovog paragrafa da bi dobili polje ϵ_p . Prema našoj teoriji, modifikacija formule (3.80) sastoji se u promeni funkcije F_f . Sasvim jednostavno se pokazuje da se za F_f u našem slučaju dobija

$$F_f = F_f + F_{f\sigma} = F_f - \beta'_D C \quad (3.82)$$

gde je $\beta_D = KT/\beta_D$, što sa 3.80 i (3.81) daje

$$D^* = D \left[(C/C_o)^2 + 1 \right] \left[F_{fT} - \beta'_D C \right] \quad (3.83)$$

ili ako se za F_{fT} uzme aproksimativna vrednost pri visokim koncentracijama⁸¹ dobijamo:

$$D^* = D \left[(C/C_o)^2 + 1 \right] \left[(\pi/16)^{1/3} (C/N_c)^{2/3} + 1 - \beta'_D C \right] \quad (3.84)$$

što predstavlja modifikovanu Thai-evu formulu (3.80). Formula je opšta i trebalo bi da važi i za druge primele kod kojih pri difuziji nastaje Prussin-ov efekat. Treba naglasiti da u opštem slučaju β_D može biti i veće i manje od nule što zavisi i od tipa primesa i od kristalne ravni u koju se vrši difuzija. Pored toga β_D zavisi i od nivoa dopiranja materijala u koji se vrši difuzija.

Nažalost kvantitativno poredjenje sa postojećim eksperimentalnim rezultatima još uvek nije moguće. Osnovni razlog leži u činjenicama da se za β_D ne zna vrednost pri temperaturama difuzije i da su i sami eksperimentalni rezultati često kontradiktorni. To je verovatno posledica činjenice da proces difuzije jako zavisi od specifičnih eksperimentalnih uslova. Međutim, mi smatramo, da navedena kvalitativna slaganja navedene teorije i eksperimenata ne mogu biti slučajna.

3.4.3. Rezime

Pri razmatranju uticaja deformacije na karakteristike poluprovodničkih elemenata prvo su studirane razne vrste deformacija koje se primenjuju pri eksperimentalnom istraživanju promena karakteristika elemenata usled deformacije, i one koje nastaju u toku fabrikacionih postupaka njihove izrade (poglavlje (3.1)). U prvu grupu spadaju hidrostatička, jednoosna homogena i lakolizovana deformacija a u drugu, Prussi-nov efekat koji se manifestuje u pojavi mehaničkog napona u procesu difuzije, pojave napona pri termičkoj oksidaciji itd. U toku pisanja poslednjih strana ovoga rada, pojavila se publikacija R Zeyfanga⁸⁹ koja pokazuje da se u procesima završne obrade (kontaktiranje, lemljenje za podlogu itd.) silicijumskih integralnih kola, pojavljuju za ostali mehanički naponi u samim elementima koji mogu da dostignu vrednost preko 10^{10} dyn/cm².

Nakon toga razmotren je uticaj lokalizovane deformacije na pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom. Pokazano je da se teorija uticaja nehomogene deformacije na poluprovodnike, data u poglavlju (1.3), može iskoristiti da se adekvatno objavi smanjenje strujnog pojačanja h_{FE} usled primene sile F . Slaganje između naših eksperimentalnih rezultata datih u poglavlju 3.2.5 i eksperimentalnih rezultata drugih autora, pokazuje da je niz/aproksimacija uvedenih pri teorijskom dobijanju izraza sa h_{FE} (poglavlja 3.2.1 - 3.2.4.) opravdan. Želimo da naglasimo da je u našem radu¹⁹ prvi put dobijeno kompletno kvantitativno slaganje teorije sa eksperimentima.

Eksperimentalno ustanovljena činjenica da se pod uticajem lokalizovane deformacije menja probojni napon kolektor - emiter (poglavlje 3.2.5) je takodje veoma uspešno objašnjeno korišćenjem empirijske formule

$$BV_{CEo} = BV_{CBo} / (h_{FE} + 1)^{1/n}$$

i teorije o kojoj smo govorili iznad.

U delu koji se odnosi na eksperimentalnu tehniku proučavanja uticaja lokalizovane deformacije prikazana je specijalno konstruisana aparatura, način merenja i karakteristike strukture na kojima je vršeno istraživanje (poglavlje 3.2.6).

Zadnja dva poglavlja posvećena su proučavanju uticaja deformacija nastalih u toku samih tehnoloških procesa. U poglavlju 3.3. istraživan je uticaj Prussin-ovog efekta na neke parametre poluprovodničkih elemenata. Nadjeno je, da će doći do modifikacije injekcionih svojstava p-n spoja, što se odražava u naglom smanjenju pojačanja tranzistora sa uzemljenim emiterom pri visokim dopiranjima emitera i baze. Poredjenja sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora u svim slučajevima pokazuju kvalitativno slaganje sa navedenom teorijom. Pored toga pokazano je da se izraz za aktivacionu energiju ΔE_a dosta dobro kvantitativno slaže sa eksperimentalnim rezultatima. Treba reći, da je ovakav prilaz poznatom problemu smanjenja pojačanja tranzistora pri visokom nivou dopiranja emitera potpuno nov.

Poslednje poglavlje razmatra uticaj nehomogene deformacije na difuziju primesa kod silicijuma. Izvedena teorija koristi rezultate poglavlja (1.3) i delimično, uglavnom kvalitativno, objašnjava neke efekte anomalne difuzije. Kvantitativno poredjenje još uvek nije moguće usled nedostatka potpunih i preciznih eksperimentalnih podataka. Međutim, koliko je nama poznato, ovo je jedina teorija koja kompletno objašnjava eksperimentalne rezultate Lawrenc-a o uticaju deformacije na brzinu difuzije bora i fosfora, rezultate Dufy-a i delimično kooperativne efekte difuzije.

ZAKLJUČAK

Korišćenjem poznate teorije deformacionog potencijala za homogeno deformisani poluprovodnik (tenzor deformacije ne zavisi od koordinate) i Kroemer-ovog dokaza egzistencije različitih sila koje deluju na elektron i šupljinu, u prvoj glavi ovog rada, razvijena je teorija koja omogućava da se odredi energetski spektar nosilaca naelektrisanja kada se primeni nehomogena deformacija. Osnovna ideja¹⁹ sastoji se u činjenici da gradijenti provodnih i valentnih zona ($\text{grad}_r E_c^i(r)$ i $\text{grad}_r E_v^i(r)$), koji nastaju usled primene nehomogene deformacije, dovode do preraspodele naelektrisanja, što sa svoje strane uslovljava da se konačni položaji zona ne mogu da odrede jednostavnom zamenom tenzora deformacije čije komponente zavise od koordinate u poznate izraze za promenu energije usled primene nehomogene deformacije.

Razvijena teorija pokazuje, da se usled rečenog, moraju uvesti tri lokalna polja ϵ_n , ϵ_p i ϵ_ρ i dat sistem jednačina pomoću kojih se ona mogu odrediti (poglavljje 1.3, jed. (1.24), (1.26) i (1.27). Pokazano je dalje, da polje ϵ_ρ ima prirodu tako zvanog "ugradjenog" polja, kao što su polje u osiromašenoj oblasti p-n spoja, polje usled gradijenta koncentracije jonizovanih primesa itd. Treba reći, da je teorija data u poglavlju 1.3 potpuno opšta i primenljiva na sve vrste poluprovodnika pod uslovom da se za nosioce naelektrisanja upotrebi odgovarajuća statistička raspodela (u poglavlju 1.3 izvođenje je dato za Maxwell-Boltzman-ovu raspodelu).

U drugoj glavi date su modifikovane kinetičke jednačine pomoću kojih se mogu odrediti struje elektrona i šupljina u nehomogeno deformisanom poluprovodniku (stacionarni slučaj). Pokazano je, da se pri tome, u opštem slučaju, mora poznavati uticaj deformacije na generaciono-rekombinacionu brzinu, odnosno vreme života i pokretljivost nosioca naelektrisanja. Uticaj deformacije na vreme života je veoma komplikovan. Međutim,

nadjeno je, da se u slučaju jakih dopiranja, vreme života manjinskih nosilaca linearno menja sa veličinom primenjenog mehaničkog napona, što omogućava analitički tretman problema injekcije u ovakvom sistemu. Kod pokretljivosti je sličan slučaj; pokretljivost većinskih nosilaca povezana je sa poznatim piezootpornim koeficijentima, dok se pokretljivost manjinskih nosilaca menja u sasvim ograničenom opsegu.

Iz navedenih razmatranja, dobija se opšta jednačina pomoću koje se mogu rešavati problemi injekcije nosilaca, kada se na poluprovodnik primeni nehomogena deformacija (jed. 2.33). Ova jednačina je rešena pod postavkom idealne jednoosne nehomogene deformacije. Rešenje pokazuje da je osnovna modifikacija u izrazu za injektovanu struju u pojavi eksponencijalno rastućeg faktora sa mehaničkim naponom koji postoji u ravni $d_E + 1_p$. U zavisnosti da li je generaciono rekombinaciona struja mala ili velika dobijeni su aproksimativni izrazi, koji pokazuju da se injektovana struja elektrona sastoji od driftovske i difuzione, odnosno generaciono-rekombinacione, što zavisi od toga da li je generaciono-rekombinaciona brzina mala ili velika. Potpuno nov rezultat sastoji se u tome da su ove dve struje suprotnog smera, ako je polje ϵ_n posledica samo deformacije. U slučaju da postoji polje ϵ_p i usled gradijenta koncentracije primesa ono se jednostavno uračunava u izraz za polje ϵ_n , a ako je ta raspodela eksponencijalna uračunavanje polja je ekvivalentno smanjivanju koeficijenta promene širine zabranjene zone sa mehaničkim naponom.

Polazeći od toga da deformacija u poluprovodničkim strukturama može da nastane ne samo spoljašnjim delovanjem, već i u toku tehnoloških procesa njihove izrade u trećoj glavi razmotren je uticaj obe vrste deformacije na neke karakteristike bipolarnih poluprovodničkih naprava. Najveća pažnja posvećena je problemu uticaja lokalizovane deformacije na pojačanje tranzistora sa uzemljenim emiterom h_{FE} i probojni napon kolektor emiter. Razvijena teorija koristi osnovne rezultate poglavlja 1.3, glave 2 i model distribucije mehaničkog napona pri Rindner-ovoj deformaciji koji je prvi

uveo K. Bulthuis. Dobijeni izrazi za struju elektrona i šupljina (jed. (3.29) i (3.31)) (n-p-n tranzistor) pokazuju da će pri deformacijama koje su od interesa za efekat doći do bržeg povećanja injektovane struje šupljina od injektovane struje elektrona, što uzrokuje naglo opadanje koeficijenta injekcije u napregnutoj oblasti. Korišćenjem teorije Sah-Noyce-Shockley-a dobijeni su u poglavlju 3.2.3 izrazi za generaciono-rekombinacionu struju. Tako data teorija omogućila je da se odredi i odnos pojačanja $\frac{h_{FE0}}{h_{FE0}}$ (sa i bez primene mehaničkog napona) tranzistora, pri čemu je korišćena činjenica da se injektovana struja elektrona u napregnutoj oblasti emitera može zanemariti u odnosu na struju koja protiče kroz nenapregnuti deo usled efekta gradijenta zona i efekta visokih injekcija¹⁹. Koristeći navedenu teoriju za h_{FE} i empirijsku relaciju koja povezuje probojni napon kolektor-emiter sa probojnim naponom kolektor-baza objašnjen je efekat povećanja napona BV_{CEO} sa primenom sile.

Osnovni teorijski rezultati upoređjeni su sa našim eksperimentalnim rezultatima i eksperimentalnim rezultatima drugih autora (poglavljje 3.2.6.). Slaganje eksperimentalnih rezultata i teorije je izvanredno.

Treba naglasiti da je ovo prva teorija¹⁹ koja se kvantitativno složila sa eksperimentalnim rezultatima i da se ona u principu može primeniti i na tranzistore od drugih vrsta poluprovodničkih materijala.

U zadnja dva poglavlja razmotren je uticaj deformacije, nastale usled tehnoloških procesa, na U-I karakteristike p-n spoja, idealno pojačanje tranzistora i na anomalnu difuziju primesa u silicijumu. Pokazano je da Prussin-ov efekat, koji postaje značajan pri visokim koncentracijama primesa, dovodi do toga da struja zasićenja počinje da raste sa koncentracijom primesa u emiteru i bazi. Korišćenjem teorije date u prvoj i drugoj glavi izvedeni su opšti izrazi za struju elektrona i šupljina u slučaju kada se može zanemariti rekombinacija u baznoj oblasti (jed. (3.63), (3.67)). Pošto su,

najčešće, dopiranja u emiteru mnogo veća od dopiranja u bazi, izvedena je teorija koja objašnjava dva poznata, ranije eksperimentalno ustanovljena efekta: smanjenje pojačanja tranzistora pri visokim nivoima dopiranja emitera i temperaturnu zavisnost $h_{FE} \sim \exp(\Delta E_a / KT)$ ove veličine. Koliko je nama do sada poznato, ovo je prva teorija ovih efekata i ona ih delimično čak i kvantitativno objašnjava.

U poslednjem poglavlju dat je predlog teorije pomoću koje mogu da se objasne neki anomalni efekti difuzije primesa u silicijum. Navedena teorija kvalitativno objašnjava Lawrence-ove eksperimentalne rezultate vezane za problem uticaja lokalizovane deformacije na brzinu bora i fosfora. Mi smatramo, da će ova teorija uspeti da objasni i kooperativne efekte difuzije, jer je korišćenjem Thai-ove teorije date u poglavlju 3.4.2 nadjeno da se efektivni koeficijent difuzije modifikuje prema relaciji (3.84). Želimo da naglasimo, da je problematika koju tretiraju dva zadnja poglavlja danas veoma aktuelna, jer ograničava dalji razvoj visokofrekventnih tranzistora.

Sa druge strane, ostaje nerasvetljen niz problema vezanih za uticaj deformacije na niz drugih poluprovodničkih naprava. Nedavno je na primer nadjeno da pod uticajem lokalizovane deformacije dolazi do promena C-V (kapacitivno - naponske) karakteristike MOS kondenzatora⁹⁰ Ostala su otvorena pitanja uticaja deformacije, stvorene u toku procesa termičke oksidacije, na karakteristike međupovršine silicijum-silicijum-dioksid, odnosno na parametre površinski aktivnih poluprovodničkih naprava (MOS tranzistor, MOS kondenzator itd.). Ostala su po strani i razmatranja uticaja deformacije na kapacitivnost p-n spoja³¹, probleme fotoefekta, niskofrekventne mehaničke pobude²⁹, pojava pieznapona na p-n spoja⁹¹ itd.

Na kraju, želimo da kažemo, da se svi iznad navedeni problemi mogu razmatrati preko teorije date u prvoj i drugoj glavi ovog rada.

LITERATURA

1. Conyers Herring, Transport Properties of Many-Valley Semiconduktor; Bell. Syst. Techn. J. 34, 2, 237-290, (1955)
2. Joseph Calaway, Energy Band Theory, Academic Press, New York, (1964)
3. William Paul, Douglas Warschauer, Solids Under Pressure, McGraw-Hill, New York, (1963)
4. H. Jones, The Theory of Brillouin Zones and Electronic States in Crystals, Nort Holand Publishing Company, Amsterdam, (1962)
5. Jimmie Wortman, Effect of Mechanical Strain on p-n Junctions, NASA Contract CR-275, (1965)
6. G. E. Pikus, G. L. Bir, Vlijanie deformacii na energetičeskij spektr dyrok v germanii i kremnii, FTT, 1, 11, 1642-1658, (1959)
7. J. S. Hensel, H. Hasegawa and M. Nakayama, Cyclotron Resonance in Uniaxially stressed Silicon II. Nature of the Covalent Bond, Phys. Rev. 138, 1A, 225-238, (1965)
8. J. C. Hensel, H. Hasegawa, Cyclotron Resonance of Electrons in Uniaxially stressed Silicon: Energy Band near X in Diamond Structure, (Paper presented at the International Conference of the Physics of Semiconductors, Paris, Juli (1964))
9. K. Bulthuis, Effect of High Uniaxial Pressure Along the Main Crystallographic Axes for Silicon and Germanium, Philips Res. Rept., 23, 25-47, (1968)
10. W. H. Kleiner and L. M. Roth, Deformation Potential in Germanium from Optical Absorption Lines for Exciton Formation, Phys. Rev. Letters, 2, 8, 334-336, (1959)
11. L. Kleinman, Deformation Potentials in Silicon I. Uniaxial Strain, Phys. Rev., 130, 2614-2132, (1962)
12. L. Kleinman, Deformation Potentials in Silicon II. Hydrostatic Strain and the Electron-Phonon Interactions, Phys. Rev., 130, 2283-2289, (1963)

13. I. Gorof and L. Kleinman, Deformation Potentials in Silicon III. Effect of General Strain on Conduction and Valence Levels, *Phys. Rev.*, 132, 1080-1084, (1963)
14. Yozo Kanda, Effect of Stress on Germanium and Silicon p-n Junctions, *Japan. J. Appl. Phys.*, 6, 4, 475-486, (1967)
15. Charles Kittel, Uvod u fiziku čvrstog stanja, Savremena Administracija, Beograd, (1970)
16. J. J. Wortman and R. A. Evans, Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium, *J. Appl. Phys.*, 36, 1, 153-156, (1965)
17. G. L. Bir, G. E. Pikus, Teorija deformacionog potencijala dlja poluprovodnikov sa složnoj zonoj strukturom, *FTT*, 2, 9, 2287-2300, (1960)
18. Herbert Kroemer, Quasi-Electric and Quasi-Magnetic Fields in Nonuniform Semiconductors, *RCA Review*, 332-342, (1957)
19. Zoran Djurić, The Effect of a Localized Deformation Upon the Common-Emitter Transistor Current Gain, *Solid-St. Electronics*, 14, 7, 627-637, (1971)
20. Eberhard Spenke, *Elektronik Semikonduktoren*, Mc.Graw Hill, (1958)
21. J. C. Blakemore, *Semiconductor Statistics*, Pergamon Press, (1962)
22. Benjamin J. Sloan, A Study of the Effect of Uniaxial Compressive Stress on Minority Carrier Lifetime in Silicon and Germanium, Ph. D. Thesis, North Carolina State University at Raleigh, (1968)
23. B. J. Sloan, J. R. Hauser, Effects of Uniaxial Compressive Stress on Minority-Carrier Lifetime in Silicon and Germanium, *J. Appl. Phys.*, 41, 8, 3504-3508, (1970)
24. J. L. Prince, J. J. Wortman, A Study of the Depletion Region Carrier Generation Rate due-to Gold Impurities in Silicon Under Anisotropic Stress, Scientific Report AFOSR 69-2185 TR, Air Force Office of Scientific Research, Electronic Division, (1969)

25. J. L. Prince, J. J. Wortman, L. K. Monteith and J. R. Hauser, Effect of Stress on the Carrier Generation Rate in Gold Doped Silicon, *Solid-St. Electronics*, 13, 1519-1526, (1970)
26. W. J. Eresian and J. P. Mc Kelvey, Effect of Hydrostatic Pressure on Excess Carrier Lifetimes in Germanium, *J. Appl. Phys.*, 41, 12, 4963-4969, (1970)
27. William Shockley, Elektrones, Holes and Traps, *Proceeding of the IRE*, 46, 973-990, (1958)
28. Yozo Kanda, Effect of Stress on Germanium and Silicon p-n Junctions II. Non Exhausted Condition, *Japan. J. Appl. Phys.*, 7, 12, 1464-1472, (1968)
29. Z. Djurić, Uticaj naprezanja na naponsko strujne karakteristike silicijumskih p-n spojeva, *Magistarski rad*, Beograd (1967)
30. A. L. Poljakova i V. V. Šklovskaja - Kordi, Električeskie karakteristiki kremnievych p-n perehodov, podvergnutyh neodnorodnoj deformaciji. v sb. "Fizika elektronno - dyročnyh perehodov i poluprovodnikovyh priborov, 141-147, (1968), "Nauka", Lenigrad
31. Z. Djurić, Zonalni dijagram p-n spoja koji je podvrgnut deformaciji, *Zbornik sa konferencije ETAN-a*, (1968).
32. E. T. Whittaker, G. N. Watson, *A Course of Modern Analysis*, Cambridge, (1963)
33. E. Janke, F. Emde, F. Lěš, *Specijalne funkcii*, "Nauka" Moskva (1964)
34. Z. Djurić, M. Smiljanić and D. Tjapkin, p-n Transition Capacitance, *Solid - St. Electronics*, 14, 6, 457-466, (1970).
35. H. Hall, J. Bardeen, G. L. Pearson, Effect of Pressure on p-n Junctions in Germanium, *Phys. Rev.*, 84, 129-132, (1951)
36. A. Jayrman, M. E. Sikorski, J. C. Irvin and C. H. Yates, Effect of Hydrostatic Presure on p-n Junction Characteristics and Pressure Variation of the Band Gap, *J. Appl. Phys.*, 38, 11, 4454-4459, (1967)

37. W. Rindner, Effects of Uniaxial and Inhomogenous Stress in Germanium and Silicon p-n Junctions, J. Appl. Phys., 36, 8, 2513-2518, (1965)
38. F. T. Wooten, A. D. Brooks, J. J. Wortman, Effect of Uniform Stress on Si p-n Junctions, Proc. IEEE, 56, 7, 1221-1222, (1968)
39. W. Rindner, Resistance of Elastically Deformed Shallow p-n Junctions, J. Appl. Phys., 33, 8, 2479-2480, (1962)
40. S. Prussin, Generation and Distribution of Dislocations by Solute Diffusions, J. Appl. Phys., 32, 10, 1876-1881, (1961)
41. J. E. Lawrence, The Cooperative Diffusion Effect, J. Appl. Phys., 37, 11, 4106-4112, (1966)
42. B. G. Cohen, X-Ray Measurement of Elastic Strain and Lattice Constant of Diffused Silicon, Solid-St. Electronics, 10, 1, 33-37, (1967)
43. J. M. Fairfield, G. H. Schwuttke, Strain Effect Around Planar Diffused Structures, J. Electrochem. Soc., 115, 4, 415-422, (1968)
44. G. H. Schwuttke, Silicon Material Problems in Semiconductor Device Technology, Microelectronics and Reliability, 9, 5, 397-412, (1970)
45. J. H. Serebrinsky, Stress Concentration in Silicon-Insulator Interfaces, Solid-St. Electronics, 13, 11, 1435-1444, (1970)
46. W. Runjan, Silicon Semiconductor Technology, Mc. Graw-Hill, (1965)
47. K. Yagi, N. Miyamoto and J. Nishizawa, Anomalous Diffusion of Phosphorus into Silicon, Japan. J. Appl. Phys., 9, 3, 246-254, (1970)
48. E. D. Wolley, R. Sticker and T. L. Chu, Effects of Phosphorus Diffusions in Epitaxial Silicon Layers, J. Electrochem. Soc., 111, 409-414, (1968)
49. W. Rindner, I. Braun, Resistance of Elastically Deformed Shallow p-n Junctions II, J. Appl. Phys., 34, 7, 1958-1971, (1968)

50. J. J. Wortman, J. R. Hauser and E. M. Burger, Effect of Mechanical Stress on p-n Junctions Device Characteristics, J. Appl. Phys., 35, 7, 2122-2131, (1964)
51. J. J. Wortman, J. R. Hauser, Effect of Mechanical Stress on p-n Junction Device Characteristics II. Generation-Recombination Current., J. Appl. Phys., 37, 9, 3527-3530, (1956)
52. W. Rindner, Effects of Uniaxial and Inhomogenous Stress in Germanium and Silicon p-n Junctions, J. Appl. Phys., 36, 8, 2513-2518, (1968)
53. F. T. Wooten, A. D. Brooks, J. J. Wortman, Effect of Uniform Stress on Silicon p-n Junctions, Proc. IEEE, 56, 7, 1221-1222, (1968)
54. J. J. Wortman, L. K. Monteith, Semiconductor Mechanical Sensors, Trans. IEEE, ED-16, 10, 855-860, (1969)
55. K. Bulthuis, The Effect of Local Pressure on Silicon p-n Junctions, Philips Res. Repts., 21, 85-103, (1966)
56. K. Bulthuis, The Effect of Local Pressure on Germanium p-n and p-s-n Structures, Philips Res. Repts., 21, 85-103, (1966)
57. K. Bulthuis, Effect of Local Pressure on Germanium p-n Junctions, J. Appl. Phys., 37, 5, 2066-2068, (1968)
58. R. Wonson, Stress-Sensitive Integrated Circuits, Electronics, 12, 81-85, (1965)
59. V. Cvekić, Uticaj mehaničkog naprezanja na tranzistorske strukture, Doktorska disertacija, Beograd, (1971)
60. H. Kressel and A. Elsea, Effect of Generation-Recombination Centers on the Stress Dependence of Si p-n Junctions Characteristics, Solid-St. Electronics, 10, 3, 213-224, (1967)
61. Y. Matukura, Anisotropic Stress Effect of Silicon Transistors Japan. J. Appl. Phys., 3, 7, 424-425, (1964)
62. L. N. Syrkin, N. N. Feokistova, V. Sb. "Fizika elektronno dyročnih prehodov i poluprovodnikovyh priborov, "Nauka", Leningrad, 272-283, (1969)

63. S. Timošenko, J. N. Godier, Teorija elastičnosti, "Gradjevinska Knjiga", Beograd, (1962)
64. L. D. Landau, E. M. Lifšic, Teorija uprugosti, "Nauka", Moskva, (1965)
65. W. Shockley, The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors, Bell. Syst. Techn. J., 25, 435-489, (1949)
66. C. T. Sah, W. Nayce and W. Shockley, Carrier Generation and Recombination in p-n Junction and p-n Junction Characteristics, Proc. IRE, 45, 1228-1243, (1957)
67. G. E. Pikus, Osnovy teorii poluprovodnikovyh priborov, "Nauka", Moskva, (1966)
68. J. R. Hauser, An Aproximation for Generation-Recombination Current in p-n Junctions, 43, 6, 743-744, (1965)
69. Z. Djurić, The Effect of a Localized Deformation Upon the Collector-Emitter Breakdown Voltage, članak je prihvaćen za štampanje u Solid-St. Electronics-u.
70. C. Perkins, Breakdown Phenomena in Silicon Semiconductor Devices, SCP and Solid-St. Technology, 8, 2, 32-37, (1965)
71. A. B. Phylips, Transistor Engeenirinnng, Mc. Graw-Hill, (1962)
72. J. R. Hauser, J. J. Wortman, Some Effects of Mechanical Stress on the Breakdown Voltage of p-n Junctions, J. Appl. Phys., 37, 10, 3884-3892, (1966)
73. V. Cvekić, T. Kelemen, Z. Djurić, Poluprovodnički mikrofon, Publikacija IHTM-a, Beograd, (1968)
74. Elaborat o visokofrekventnim planarnim tranzistorima, Interna publikacija IHTM-a, Beograd, (1966)
75. R. Božić, Z. Djurić, Merenje dubine difuzije sfernim brušenjem, Konferencija ETAN-a, Sarajevo, (1969)

76. V. V. Zadde, A. K. Zajceva, A. P. Poljakova i V. V. Šklovskaja-Kordi, Čuvstvitel'nost' p-n prehodov k neodnorodnoj deformaciji v zavisimosti ot glubini zaleganiya perehoda, V.Sb. "Fizika elektronno-dyročnyh perehodov i poluprovodnikovyh priborov, "Nauka", Leningrad, 147-151, (1969)
77. W. L. Kaufman, A. A. Bergh, The Temperature Dependence of Ideal Gain in Double Diffused Silicon Transistors, Trans. IEEE, ED-15, 10, 732-735, (1968)
78. M. H. White, Characterisation of Microwawe Transistors, Solid-St. Electronics, 13, 5, 523-542, (1970)
79. P. C. Parekh, E. Gavel and V. Lyn, Observations of E.E. Dislocations Using Sirtl Etchant and their Influence on Transistor Parameters, Solid-St. Electronics, 13, 5, 707-710, (1970)
80. P. C. Parekh, D. R. Goldstein and T. C. Chain, The Influence of the Stationary Dislocations and Stacking Faults on Some Transistor Parameters, Solid-St. Electronics, 14, 4, 273-280, (1971)
81. N. D. Thai, Concentration-Dependent Diffusion of Boron and Phosphorus in Silicon, J. Appl. Phys., 41, 7, 2859-2866, (1970)
82. J. E. Lawrence, Behavior of Dislocations in Silicon Semiconductor Devices: Difusion. Electrical., J. Electrochem. Soc. Solid-St. Science, 115, 8, 860-865, (1968)
83. M. C. Duffy, F. M. Barson, J. M. Fairfield and G. H. Schwuttke, Effects of High Phosphorus Concentration on Diffusion into Silicon, J. Electrochem. Soc.: Solid-St. Science, 115, 1, 84-88, (1968)
84. M. Okamura, The Retarded Diffusion of Gallium in Silicon II. Japan. J. Appl. Phys., 7, 10, 1231-1236, (1968)
85. S. M. Hu, S. Schmidt, Interactions in Sequential Diffusion Processes in Semiconductors, 34, 9, 4272-4283, (1968)
86. S. M. Hu and T. Yeh, Aproximate Theory of Emitter-Push Effect, J. Appl. Phys., 40, 11, 4615-4620, (1969)
87. N. D. Thai, Anomalous Diffusion in Semiconductors- A Quantitative Analysis, Solid-St. Electronics, 13, 2, 165-171, (1970)

88. T. Klein and J. R. Beale, Simultaneous Diffusion of Oppositely Charged Impurities in Semiconductors, Solid-St. Electronics, 9, 55-69, (1966)
89. R. Zeyfang, Residual Stress in Thin Single Crystal Bonded to an Amorphous Substrate; Silicon-Integrated Circuits, J. Appl. Phys., 42, 3, 1182-1185, (1971)
90. N. D. Gadžiev, F. D. Kasimov, V. M. Mamikonova, Vlijanje lokal'nogo davljenija na svojstva razdela kremnij-dvuokis, kremnija struktura metall-okisel-poluprovodnik, FTP, 5, 5, 950-951, (1971)
91. Z. Djurić, A. C. Voltage Generation in p-n Junction Under Alternating Mechanical Stress (Rad poslat J. Tauc-u koji je našao da je efekat nov, ali da ga treba bolje dokazati).
92. T. Imai, M. Ushida, Effect of Uniaxial Stress on Germanium p-n Junctions, Japan. J. Appl. Phys., 4, 6, 409-414, (1965)
93. Y. Matukura and Y. Miura, Minority Carrier Lifetime in Uniaxially Stressed Germanium, Japan. J. Appl. Phys., 4, 1, 72-73, (1965)
94. M. E. Sikorski, P. Andreatch, A. Grieco and H. Christensen, Transistor Microphone, Rev. Sci. Instr., 33, 1130-1131, (1962)
95. H. H. Hall, J. Bardeen and G. L. Pearson, The Effects of Pressure and Temperature on the Resistance of p-n Junctions in Germanium, Phys. Rev., 84, 129-132, (1951)



Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Зоран Ђурић

број индекса теза је одбрањена 1972. године

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Утицај механичке деформације на неке карактеристике биполарних полупроводничких направа

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис

У Београду, 9. 12. 2013.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Утицај механичке деформације на неке карактеристике биполарних полупроводничких направа

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис

У Београду, 9. 12. 2013.

